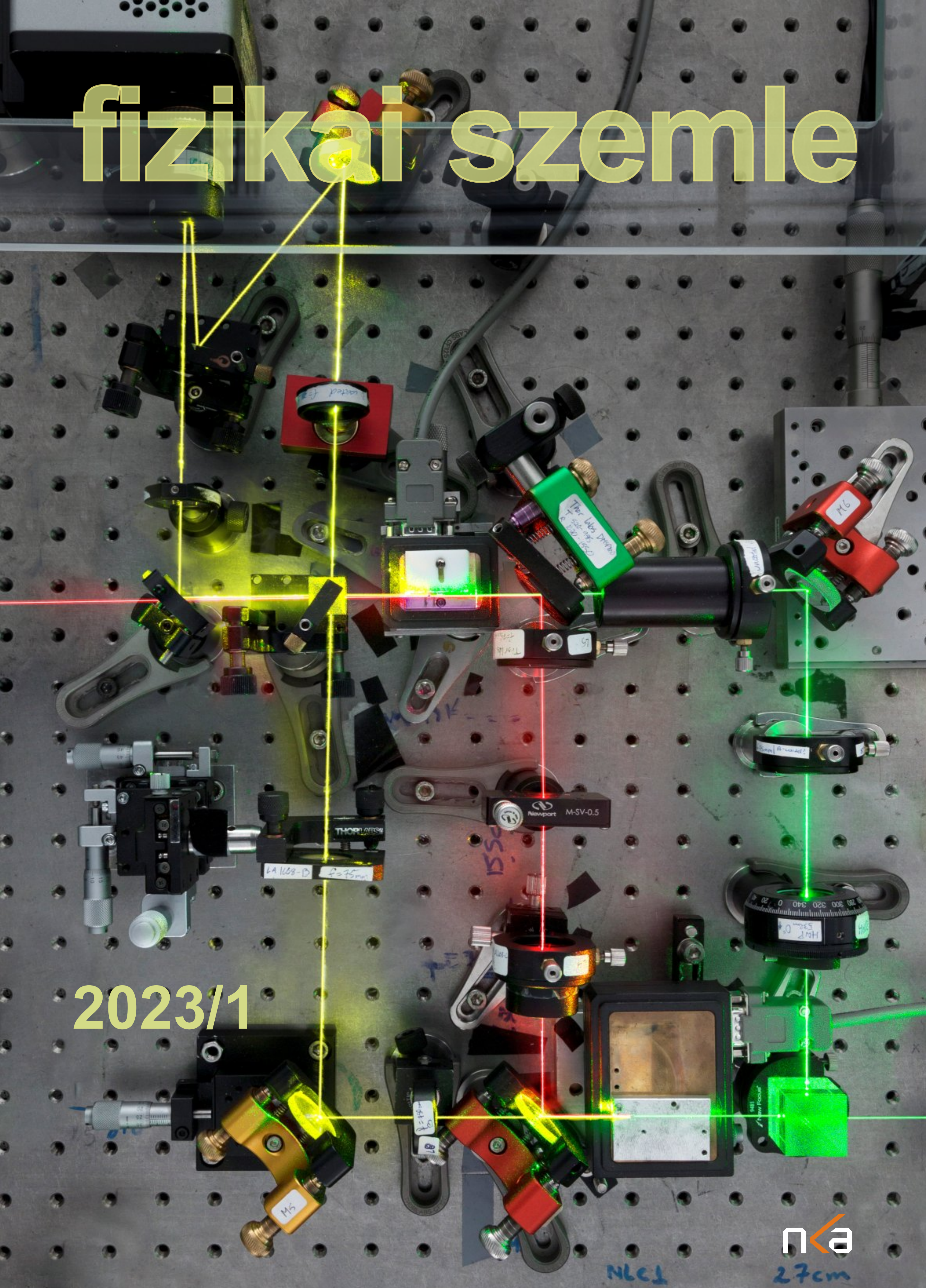
fizikai szemle



2023/1

Tájékoztató az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2023. évi tagdíjairól

Tisztelt Társulati Tagjaink!

Mindenekelőtt szeretném tolmácsolni a Társulat Elnökségének üdvözletét és újévi jókívánságait a Társulat tagjainak és a ***Fizikai Szemle*** valamennyi olvasójának. A Társulat és a *Fizikai Szemle* idén is változatlan erővel kívánja megvalósítani mindazokat a feladatokat, amelyek betöltésére Alapszabályában vállalkozott.

Kérem, hogy **a 2023. évre vonatkozó tagdíjukat,** amelynek összege **2022. évhez képest változott,**[1] az alábbiak figyelembevételével szíveskedjenek befizetni.

Ha Ön **Társulatunk rendes tagja és**
- a *Fizikai Szemle* számait **elektronikus formában** kéri, akkor a 2023. évi tagdíja **10 300 Ft.**
- a *Fizikai Szemle* számait **papíralapú terjesztéssel** kéri, akkor a 2023. évi tagdíja **11 000 Ft.**

Ha Ön a Társulat tagjaként **általános vagy középiskolai tanár és**
- a *Fizikai Szemle* számait **elektronikus formában** kéri, akkor 2023. évi tagdíja **1000 Ft** alaptagdíj + **5600 Ft** kiegészítő tagdíj, azaz összesen **6600 Ft.**
- a *Fizikai Szemle* számait **papíralapú terjesztéssel** kéri, akkor 2023. évi tagdíja **1000 Ft** alaptagdíj + **6300 Ft** kiegészítő tagdíj, azaz összesen **7300 Ft.**

Az alap- és kiegészítő tagdíjat együtt kérjük befizetni.

Ha Ön **nyugdíjasként** tagja a Társulatnak **és**
- a *Fizikai Szemle* számait **elektronikus formában** kéri, akkor 2023. évi tagdíja **4300 Ft.**
- a *Fizikai Szemle* számait **papíralapú terjesztéssel** kéri, akkor 2023. évi tagdíja **5000 Ft.**

Ezúttal is tisztelettel kérem azokat a nyugdíjas korú tagjainkat, akik nyugdíjuk mellett teljes munkaviszonnyal vagy közalkalmazotti jogviszonnyal rendelkeznek, hogy a tagdíjfizetés szempontjából ne tekintsék magukat nyugdíjasnak.

Ha Ön **tanulmányait végzi és a Társulat ifjúsági tagja** (felsőoktatási intézmény BSc vagy MSc hallgatója, aki munkaviszonnyal nem rendelkezik vagy középiskolai tanuló), akkor **nem kell tagdíjat fizetnie**, és a *Fizikai Szemle* számait elektronikus formában fogja megkapni. A kedvezmény érvényesítéséhez évente hallgatói jogviszony igazolása szükséges az elft@elft.hu e-mail címre.

Ha **Ön még nem töltötte be 30. életévét és már nem tanul,** akkor tagdíja az alábbi:
- a *Fizikai Szemle* számait **elektronikus formában** kéri, akkor kedvezményes 2023. évi tagdíja **4300 Ft.**
- a *Fizikai Szemle* számait **papíralapú terjesztéssel** kéri, akkor kedvezményes 2023. évi tagdíja **5000 Ft.**

[1] A *Fizikai Szemle* egyes példányainak ára 2023-tól 1200 Ft, a duplaszámé 2400 Ft.

Kérem, hogy bármilyen adatváltoztatást (például e-mailcím, postacím, munkahely megváltozása) e-mailben legyenek szívesek megírni az **elft@elft.hu** címre.

Kérem, hogy tagdíjukat mielőbb szíveskedjenek rendezni. A tagjainknak tagsági jogon járó *Fizikai Szemle* folyamatos küldését csak azok számára tudjuk biztosítani, akik 2023. évi tagdíjukat rendezték. Tájékoztatni szeretném Önöket, hogy **tagdíjuk megfizetését esetleg munkahelyük is átvállalhatja.** Továbbá felhívom szíves figyelmüket az **önkéntes többletfizetés lehetőségére.** Kérem, hogy a leírtakra – különösen az utóbbira – külföldön élő ismerőseiknek is hívják fel a figyelmét. Nekik a *Fizikai Szemlét* elektronikus formában, e-mailen küldjük el; ha nyomtatott Szemlét kérnének, akkor kérjük, a lényegesen magasabb postázási költséget vegyék figyelembe.

Az újonnan belépni kívánók a Társulat honlapján – **http://elft.hu/jelentkezes-a-tarsulatba** – jelentkezhetnek társulati tagnak.

Amennyiben lehetőségük van rá, kérem, hogy a **tagdíj befizetését átutalással** szíveskedjenek rendezni **a K&H Banknál vezetett 10200830-32310274-00000000** számú folyószámlánkra. A közlemény rovatba a befizető nevét, városát és a „2023. évi tagdíj” szavakat kérjük feltüntetni. A Titkárságon (1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint 3.) időpont-egyeztetéssel lehetőség van készpénzes befizetésre is, illetve csekk is kérhető.

Az Európai Fizikai Társulatba (EPS) a továbbiakban csak egyéni tagként lehet belépni. **Kérem a kollégákat, hogy a hazai fizika megfelelő képviselete érdekében az EPS-be minél nagyobb számban lépjenek be.** Az EPS-be annak weblapján, a **www.eps.org** címen lehet belépni; ugyanott fizetheti be az EPS-tagdíjat is.

Felhívás tagjainkhoz és a fizika minden barátjához

Tájékoztatom a Társulat tagjait és a *Fizikai Szemle* olvasóit, hogy a 2021. évről szóló **személyi jövedelemadóbevalláshoz** kapcsolódó **felajánlások** révén a Társulat 2022-ben **768 696 Ft** bevételhez jutott, amit a korábbi évekhez hasonlóan a működési költségek és a *Fizikai Szemle* megjelentetési költségeinek részbeni fedezeteként használtunk fel. Ezért köszönetünket fejezzük ki a Társulat javára rendelkezőknek. Kérem a fizika minden barátját, hogy ha teheti, az **idén is rendelkezzen személyi jövedelemadója 1%-ának** a Társulat céljaira való felajánlásáról és buzdítsa erre barátait, ismerőseit is. Az **Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak** a nyilatkozaton feltüntetendő **adószáma 19815644-2-43.**

Tisztelettel:
Groma István
az ELFT főtitkára

KÖSZÖNTŐ

A *Fizikai Szemle* új főszerkesztőjeként nagy tisztelettel köszöntöm az Olvasót. Ezen minőségemben először az Olvasók nevében is szeretnék elköszönni a Szemle távozó főszerkesztőjétől, *Lendvai Jánostól,* aki hét éven keresztül szolgálta a hazai fizikusközösséget. Az olvasók és a szerkesztőbizottság tagjainak visszajelzéseiből, illetve a magam tapasztalatából is egyértelmű, hogy János nagyszerű szerkesztői munkát végzett, főszerkesztősége alatt 85 Szemle-szám jelent meg, közel 7000 könyvoldal terjedelemben. Mindannyiunk nevében köszönöm Jánosnak ezt a nagyszerű munkát, és remélem, hogy a továbbiakban is számíthatunk segítségére, hasznos tanácsaira.

A Szemle szerkesztőbizottságának további három tagja is, saját kérésükre, leköszön. *Füstöss László* 2008 és 2015 között a Szemle szerkesztőjeként a beküldött cikkek gondozását végezte, az olvasók megelégedésére. *Papp Katalin* több mint három évtizedig vett részt a szerkesztőbizottság munkájában a TANÍTÁS rovat munkatársaként. Végezetül *Bokor Nándor,* aki ugyan rövidebb ideig volt a szerkesztőbizottság tagja, viszont nagyszámú cikket írt, amelyek közül kettő nívódíjas lett. Mindhármuk munkáját megköszönve kérjük, hogy továbbra is támogassák a Szemlét.

A mostani számtól kezdve új tagokkal bővült a szerkesztőbizottság. *Kopasz Katalin* a TANÍTÁS rovatot fogja erősíteni, míg *Asbóth János* a kvantumfizika terület szakértője. A határon túli fizikával való kapcsolatunkat *Néda Zoltán* kolozsvári professzor bevonásával kívánjuk erősíteni. Az egyetemi hallgatókkal való szorosabb kapcsolatot célozza, hogy a MAFIHE megbízottjaként, *Rábóczki Bence* elnök is a szerkesztőbizottság tagja lett. Katalin, János, Zoltán és Bence: üdvözlünk benneteket a fedélzeten és várjuk sikeres együttműködéseteket.

A Szemlében az új évben néhány régi-új kezdeményezést igyekszünk folytatni-bevezetni, főleg olyanokat, amelyek az *Europhysics News* esetében már sikeresnek bizonyultak. Ennek keretében a januári számban a kutatási témákról szóló cikkek egy része egy mini-témához kapcsolódva tematikus blokkot képeznek. Ebben a számban ez a téma a 2022. évi Nobel-díj apropóján a második kvantumforradalomról, közelebbről a kvantumelmélet megalapozásáról szól. Ezen tematikus blokk összeállításában *Szalay Szilárd* vendégszerkesztőként van segítségünkre, aki amellett, hogy érdekes cikket írt, további szerzőket hívott meg és a blokk elé egy rövid szakmai bevezetőt is készített. Szilárd munkáját itt szeretnénk megköszönni. A Szemle későbbi számaiban is tervezünk tematikus blokkokat, így legközelebb a 10 éves Higgs-bozon lesz az írások középpontjában.

A Szemlében időről-időre a fizikai kutatás legérdekesebb aktuális kérdéseiről, eredményeiről is igyekszünk beszámolni, amelyre a most induló REFLEKTORFÉNYBEN rovat fog szolgálni. A januári számban a lézerfúzió területén tavaly decemberben elért áttörő eredményt ismerteti *Földes István* és *Tóth Zsolt* cikke. Ugyancsak a REFLEKTORFÉNYBEN rovatban tervezzük Társulati díjat kapott, vagy más fontos sikert elért kutatók írásait megjelentetni, akik eddigi pályájukról és a közeljövő terveiről számolnak be. Első bemutatkozónk *Vukics András,* aki az ELFT Gombás Pál-díját nyerte el 2022-ben.

A TANÍTÁS rovatot változatlan formában igyekszünk megőrizni és időről időre e témákról is szeretnénk tematikus blokkokat összeállítani. A jelen számban egy korábbi cikkhez kapcsolódó hozzászólás, valamint a szegedi „Játsszunk fizikát!” kísérletes diákversenyről szóló beszámoló kapott helyet. Lehetőség szerint közlünk könyvismertetéseket a KÖNYVESPOLC rovatban. Végül a HÍREK – ESEMÉNYEK rovatban a 30 éves Bolyai Kollégiumról az alapító igazgató, *Kondor Imre* írása szerepel, aki számos megfontolandó kérdést érint az elitképzés témakörében.

Mindenkinek jó olvasást kívánok.

Iglói Ferenc
főszerkesztő

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Mathematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Mathematikai és Physikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.
Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, a Magyar Biofizikai Társaság, a Magyar Nukleáris Társaság és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

A folyóirat e-mailcíme:
szerkesztok@fizikaiszemle.hu
A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A beküldött tudományos, ismeretterjesztő és fizikatanítási cikkek a Szerkesztőbizottság, illetve az általa felkért, a témában elismert szakértő jóváhagyó véleménye után jelenhetnek meg.

A folyóirat honlapja:
http://www.fizikaiszemle.hu

A címlapon:
Tipikus kvantumoptikai kísérleti elrendezés összefonódott fotonokkal. A pumpáló lézer egyetlen fotonja egy nemlineáris optikai kristályban összefonódott fotonpárt hoz létre a spontán parametrikus lekonverzió során. A fotonok az interferométer felé tartanak.

TARTALOM

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését támogatják:

Emberi Erőforrások Minisztériuma · Nemzeti Kulturális Alap · group mvm · Otthon, város Ferencváros · A Fizika Barátai

LXXIII. ÉVFOLYAM, 1. (818.) SZÁM 2023. JANUÁR

MÁSODIK KVANTUMFORRADALOM – A KVANTUMELMÉLET ALAPFOGALMAI

A 20. század elején megszületett kvantumelmélet gyökeresen változtatta meg a természetről való gondolkodásunkat. Az elmélet, miután alapjait lefektették, sok olyan jelenségre adott magyarázatot, amelyek a kvantumos fizika előtti, klasszikus fizika számára megragadhatatlannak bizonyultak. E sikerek mellett egyre több kutató figyelme fordult az elmélet alapjai felé, idővel a kérdések kissé más megvilágításba, a hangsúlyok, nézőpontok kissé máshova kerültek, miközben a fogalmak egyre inkább letisztultak. Ennek köszönhető a 21. század fordulóján a kvantuminformáció-elmélet megszületése, és a nevével fémjelzett, de annál jóval általánosabb „második kvantumforradalom”. A terület jelentőségét mutatja, hogy a kvantuminformáció- és kvantumkommunikáció-elméletében végzett munkásságáért *Peter Zoller* és *Ignacio Cirac* 2013-ban, valamint *Charles H. Bennett* és *Gilles Brassard* 2018-ban elnyerték a fizikai Wolf-díjat. Az elméleti konstrukciók kísérleti demonstrációjában is jelentős eredmények születtek és születnek azóta is. A Bell-nemlokalitással kapcsolatos kísérleti munkájáért *John F. Clauser, Alain Aspect* és *Anton Zeilinger* 2010-ben elnyerték fizikai a Wolf-díjat, majd szintén ők a téma első fizikai Nobel-díját 2022-ben. Erről részletes ismertetőt olvashattunk *Asbóth Jánostól* a *Fizikai Szemle* 2022. novemberi számában.

A *Fizikai Szemle* jelen száma a Nobel-díj apropóján egy, a kvantumelmélet alapfogalmairól szóló tematikus blokkot tartalmaz, amelyben három cikk kapott helyet.

A kvantumelmélet alapjainál egy nemklasszikus valószínűségelmélet húzódik meg, amelynek nézőpontjából nézve a klasszikus és a kvantumos viselkedés közti különbségek jól megragadhatók. *Szalay Szilárd Kvantumkorrelációk és rejtett változók* című cikkében minimális matematikai eszközökkel mondja el és szemlélteti a kvantumvalószínűségek nemklasszikus viselkedésének aspektusait, úgymint a határozatlanságot, vagy a nemklasszikus korrelációs fogalmak megjelenését, amelyek fontos esetei az összefonódás és a Bell-nemlokalitás.

Az általános, nemjelző korrelációkat és a Bell-típusú kísérleteket a nemlokális játékok nézőpontjából mutatja be *Koniorczyk Mátyás, Nemjelző korrelációk logikai megvalósítása* című írásában. A különböző fajta korrelációk szemléltetésére bemutat egy általuk fejlesztett számítógépes hálózati applikációt is, amelynek használatával kézzel fogható módon demonstrálható, kipróbálható, akár élményszerűen is tanítható a Bell-egyenlőtlenség alapgondolata.

A kvantumelmélet elvi nehézségeinek egyik legfőbb oka, hogy az elmélet központi fogalma, a kvantumállapot jelentése nem világos: részecskék statisztikus sokaságán végzett mérések valószínűségi leírását szolgáló eszköz csupán, vagy pedig az egyedi részecskék objektív tulajdonsága? *Szabó Gábor Mi a kvantumállapot?* című cikkében a kvantumállapot ontológiai helyzetével kapcsolatos, a közelmúltban tisztázódott fontos fogalmakat mondja el és kapcsolja össze, úgymint a preparációkra és mérésekre vonatkozó operácionalista elméletek, ezek ontológiai modelljei, az utóbbiak kontextualitása vagy nemkontextualitása, és a kvantumállapot Ψ-onticitása és Ψ-episztemicitása. A tárgyalás a híres Pusey–Barrett–Rudolph-tételre és annak diszkussziójára fut ki.

2012-ben a Nobel-díjas Zeilinger csoportja új távolsági világrekordot állított fel a kvantumteleportáció terén egy foton állapotának reprodukálásával a La Palma-i adóállomás és az Európai Űrügynökség tenerifei optikai földi állomása közötti 143 km-es szakaszon, szabad térben.

A Reflektorfényben rovatban a 2022. évi Gombás Pál-díjas *Vukics András* írása olvasható. Az ő kvantumoptikában végzett kutatásai, bár nem a kvantumelmélet alapjaihoz, de szintén a második kvantumforradalom fejleményeihez kapcsolódnak. A második kvantumforradalom további fontos témaköreit – mint például kvantumkommunikáció- és kvantuminformáció-elmélet, kvantumszámítógépek és algoritmusok, kvantumkódok és topologikus fázisok – szintén több kutató műveli Magyarországon. Cikkeiket tartalmazó további tematikus blokkok megjelenését is tervezzük a *Fizikai Szemle* későbbi számaiban.

Szalay Szilárd

KVANTUMKORRELÁCIÓK ÉS REJTETT VÁLTOZÓK

Szalay Szilárd
Wigner FK, Erősen Korrelált Rendszerek „Lendület” kutatócsoport
Baszkföldi Egyetem, Elméleti Fizika Tanszék és
EHU Quantum Center, Bilbao, Spanyolország

Klasszikus fizikának nevezzük a kvantum előtti fizikát, és ezzel kapcsolatban az a legizgalmasabb kérdés, hogy mitől nemklasszikus a kvantum. A nemklasszikus viselkedés tettenérésére egyszerű gondolatkísérletek klasszikus leírásának lehetőségét/lehetetlenségét fogjuk tekinteni.

Klasszikus és kvantum

A kvantumelmélet először is egy valószínűségi elmélet, vagyis nem mondja meg, mi lesz egy egyedi mérés kimenetele, csupán azt, hogy a lehetséges kimenetelek mekkora valószínűséggel következnek be. Ettől még persze viselkedhetne teljesen klasszikusan is, viszont ez egy olyan valószínűségi elmélet, ami „hullámzik”. A klasszikus fizikában találkoztunk hullámegyenlettel leírt elméletekkel (mechanikai, hidrodinamikai, elektromágneses hullámok), ezekben a hullámok *lineáris szuperpozícióra* képesek. Ez azt jelenti, hogy az egyenlet megoldásainak számszorosa (akár negatív is) és összege, különbsége is jó megoldás lesz. A klasszikus fizikában találkozunk valószínűségi elméletekkel is, amikor bizonyos változókat, amelyek meghatározzák a mérések kimeneteleit, nem veszünk részletesen figyelembe, általában azért, mert értéküket nem ismerjük. A valószínűségekre viszont a lineáris szuperpozíció helyett a *konvex kombináció* (súlyozott átlag) lesz a természetes struktúra. A kvantumfizikában a valószínűségek az úgynevezett valószínűségi amplitúdók abszolútérték-négyzetei. Az előbbiek konvex struktúrájához jön az utóbbiak lineáris struktúrája: az amplitúdók lehetnek negatívak (sőt, lehet komplex fázisuk is), és egy hullámegyenletnek, a Schrödinger-egyenletnek engedelmeskednek. Ezért lineáris szuperpozícióra képesek, például kioltó interferenciára is. A kvantumelmélet minden furcsasága végső soron ennek az alul megbúvó lineáris struktúrának köszönhető. Az alapkérdés ezzel kapcsolatban az, hogy léteznek-e olyan, klasszikusan viselkedő rejtett változók, amelyekhez ugyan nem férünk hozzá, de velük végső soron determinisztikusan (vagy legalább klasszikusan sztochasztikusan) írhatnánk le a mérések kimeneteleit. Nyomós indokaink vannak azt gondolni, hogy a lokalitás feltételezése mellett nem léteznek ilyenek. A 2022. évi fizikai Nobel-díj az ennek vizsgálatára irányuló kísérleteket jutalmazta.

A cikk célja, hogy minimális eszközökkel világítsa meg a kvantumkorrelációk és a rejtett változók témáját. Ehhez csak valós számokra, a négy alapműveletre és egy kevés klasszikus valószínűségszámításra lesz szükségünk, kvantumelméleti számításokat nem is fogunk végezni. E megközelítés hátránya az, hogy az említett lineáris struktúrát közvetlenül nem mutatja meg, csupán a következményeivel szembesít. Előnye viszont, hogy egyszerűbb, és bizonyos esetekben kvantumelméletre nem támaszkodó, nagyon erős állításokat tud tenni. Célunk érdekében a főszövegben szigorúan megmaradunk a minimális eszközöknél, a kvantumelméleti formalizmus és fogalmak használata nélkül. A kvantumelméletet ismerők számára fontos magyarázó, kitekintő megjegyzések és irodalmi hivatkozások az utolsó fejezetbe kerültek.

Módszerünk a szokásos „gondolatkísérleti fizika” lesz, klasszikus mennyiségekkel elvégzett gondolatkísérletekkel mutatjuk meg a jelenségeket. A kvantumos viselkedés megjelenítéséhez itt az olvasónak el kell fogadnia néhány extra játékszabályt, valamint el kell hinnie a kísérletek kvantumelmélettel összhangban lévő eredményeit.

Kísérlet

A példa a kísérletre legyen egy doboz, amelyből egy lyukon keresztül testek hullanak. Nem tudjuk, hogy ezek micsodák, de végezhetünk méréseket. Kétféle mérhető mennyiség lesz, *szín* és *forma*. A szín lehessen *piros* és *kék*, a forma pedig *kocka* és *gömb*. Legyen sötétség, a forma mérése tapintással történjen, a

Köszönöm *Szabó Gábornak, Vecsernyés Péternek* és *Koniorczyk Mátyásnak* a kézirat átolvasását és értékes megjegyzéseiket. A kutatómunka anyagi finanszírozásáért köszönet illeti a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Hivatal NKFIH-K134983, NKFIH-KKP133827 számú projektjeit, Kvantumtechnológia Nemzeti Kiválósági Programját (2017-1.2.1-NKP-2017-00001 „HunQuTech”) Kvantuminformáció Nemzeti Laboratórium programját; a Magyar Tudományos Akadémia Bolyai János Kutatási Ösztöndíját és Lendület-programját, valamint az Emberi Erőforrások Minisztériumának Új Nemzeti Kiválóság Programját (ÚNKP-18-4-BME-389, ÚNKP-19-4-BME-86 and ÚNKP-20-5-BME-26).

Szalay Szilárd fizikus, PhD fokozatát 2013-ban szerezte, jelenleg tudományos munkatárs a Wigner Fizikai Kutatóközpont Szilárdtestfizikai és Optikai Intézetében. Kutatási területe a kvantumösszefonódás többrészű rendszerekben.

színé pedig látással úgy, hogy a testek felületét egy keskeny nyalábú zseblámpával igen kis helyen világítják meg, így ez által a forma nem tudható meg. Az *első játékszabály* legyen, hogy a kétféle mérés közül csak az egyiket lehet elvégezni. Kiválasztható, hogy melyiket, de a mérés után a test felrobban mondjuk a kezünk vagy a fény hőjétől, és nincs lehetőség a másik mérés elvégzésére ugyanazon a testen. Sok egyedi mérést végezve, véletlenszerűen választva a szín és forma mérése között, az eredmények bekövetkezését megszámolva, ha ezek relatív gyakorisága konvergálni látszik (a fluktuációk megfelelően törpülnek el a mintavételezés számával) akkor ezek jól közelítik határértéküket, a valószínűségeket, és legyen

$$q(\textcolor{red}{\ast}) := \frac{N(\textcolor{red}{\ast})}{N(\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast})}, \qquad q(\textcolor{blue}{\ast}) := \frac{N(\textcolor{blue}{\ast})}{N(\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast})},$$

$$q(\square) := \frac{N(\square)}{N(\square) + N(\bigcirc)}, \qquad q(\bigcirc) := \frac{N(\bigcirc)}{N(\square) + N(\bigcirc)}$$

értelemszerű jelöléssel. Ezek együttesét *mérési statisztikának* nevezzük. Mivel csak ezek a kísérletileg hozzáférhető mennyiségek, nem is tekintünk mást. Nem tudjuk például a piros kockák

$$q(\textcolor{red}{\blacksquare}) = \frac{N(\textcolor{red}{\blacksquare})}{N(\textcolor{red}{\blacksquare}) + N(\textcolor{red}{\bullet}) + N(\textcolor{blue}{\blacksquare}) + N(\textcolor{blue}{\bullet})}$$

gyakoriságát, mert a benne szereplő mennyiségek játékszabályaink szerint nem mérhetők, vagy színt, vagy formát mérhetünk. (Nem is biztos, hogy lehet piros kockákról beszélni, de erről majd később…) Ugyanezért szokták használni a feltételes jelölést: $q(\textcolor{red}{\ast}) \equiv q(\textcolor{red}{\ast}\,|\,\text{„szín”})$, „piros” kimenetet akkor kaphatunk, ha „színt” mérünk, és így tovább. (Ez ismerős annak, aki ismeri a feltételes valószínűségek fogalmát, de itt elegendő azt látni, hogy mindkét méréshez tartozik egy *eloszlás,* $q(\textcolor{red}{\ast}) + q(\textcolor{blue}{\ast}) = 1$ és $q(\square) + q(\bigcirc) = 1$.)

A mérési statisztikára általánosan a

$$q(i\,|\,x) := \frac{N(i\,|\,x)}{\sum_{i'} N(i'\,|\,x)}$$

jelölést használjuk, ahol x a mérés típusát tartalmazó *változó,* $x =$ „szín” vagy $x =$ „forma” értékeket vehet fel, i pedig a mérés kimenetelét tartalmazó *változó,* $i = \textcolor{red}{\ast}$ vagy $i = \textcolor{blue}{\ast}$, *ha* a mérés típusa $x =$ „szín”, $i = \square$ vagy $i = \bigcirc$, *ha* a mérés típusa $x =$ „forma”. Nyilván $0 \le q(i\,|\,x)$, és minden x mérésválasztásra

$$\sum_i q(i\,|\,x) = 1$$

külön-külön, a definícióból adódóan.

Különbözőképpen viselkedő dobozok létezhetnek, amelyek különböző mérési statisztikákat adnak. Ezeket *különbözőképpen preparált dobozoknak* nevezzük. A *második játékszabály* legyen az, hogy a dobozokon van néhány csavar, amelyek állítgatásával – nem tudjuk, hogyan, de – *az összes olyan preparációt el lehet készíteni, amelyek* – itt nem részletezett módon – *a kvantumelmélettel leírható módon viselkednek.* Ahol szükséges, a $q(i\,|\,x, s)$ jelölést használjuk az s preparációbeli mérési statisztikára.

A kísérleteket végrehajtó PhD hallgatókat hagyományosan Alíznak és Bobnak hívjuk (csak ketten lesznek). Fontos megjegyezni, hogy ők csak azért szerepelnek, mert kényelmes rájuk hivatkozni egy mesében, nem gondolunk ilyenkor semmiféle pszichikumra. A mérést előre beállított automaták is végezhetik, és ilyenek is végzik a valódi kísérletekben. Alíz és Bob feladata egyrészt elvégezni a kísérleteket, másrészt nyakon csípni a kvantumos viselkedést: ez akkor sikerül nekik, ha nem lehet klasszikus eszközökkel reprodukálni, szimulálni a mérési statisztikákat.

Egy labor

Alíz elvégzi a fent leírt kísérletet egy dobozból kihulló testek szín- és formatulajdonságain. Kipróbál nagyon sok lehetséges preparációt, mindegyikkel elvégzi a mérést, minden testnél véletlenszerűen választ a szín és forma mérése között, és lejegyzi a relatív gyakoriságokat.

Határozatlanság

Alíz azt tapasztalja, hogy akármelyik preparációt használja is, a szín és forma mérése legalább egyikénél mindkét lehetséges értéket megkaphatja a méréssel. Például lehet olyan preparáció, ami után csak kockát ad a forma mérése, de a szín mérése pirosat és kéket is. Lehetnek sokkal zajosabb kimenetek is, ahol mindkét szín és mindkét forma is előfordul. Olyan viszont nem lesz, ahol például a forma mérése mindig kockát ad, a színé pedig mindig pirosat. Ezt nevezzük *határozatlanságnak.* Azt is észreveszi, hogy ha csak az egyik mérést tekinti, akkor bármilyen eloszlást megkaphat valamilyen preparációkra, de ez korlátozást jelent a másik mérés lehetséges eloszlására.

Alízt ez kissé zavarja. Miért ne lehetne a doboz tele piros kockákkal? Klasszikus szemléletével minden esetre azt tételezi fel, hogy mind a szín, mind a forma a testek valamilyen fix értékű tulajdonsága, amelyet ő csak megmér. Azt gondolja, hogy a mérés megzavarhatja a testet, és elronthatja a mért tulajdonságot. Azt sem látja, hogy ez a mérés általi megzavarás az ő ügyetlensége-e, vagy pedig nem is lehetne jobban mérni. Másrészt az is lehetséges, hogy már a preparáció sem tökéletes.

Kontextualitás

Alíz feltételezi, hogy az egyedi mérés kimenetelét egy λ rejtett változó meghatározza. Azért rejtett, mert nincs rá közvetlen mérés, aminek λ lenne a kimenete.

Ilyen rejtett változó lehetne például a testek együttesen létező szín+forma tulajdonsága, $\lambda \in$ {🟥, 🔴, 🟦, 🔵}, de ennél sokkal általánosabb eseteket is meg akar engedni. Lehetséges, hogy az adott s preparáció a rejtett változót nem rögzíti pontosan, csak egy $w(\lambda\,|\,s)$ valószínűséggel (nyilván $w(\lambda\,|\,s) \geq 0$ és $\sum_\lambda w(\lambda\,|\,s) = 1$). Alíz azt kérdezi, vajon lehetséges-e, hogy a rejtett változó megadja a mérés kimenetelét, vagyis fennáll-e a mérési statisztikákra

$$q(i\,|\,x, s) = \sum_\lambda w(\lambda\,|\,s)\, p(i\,|\,x, \lambda) \tag{1a}$$

bármely s preparációra, x mérésválasztásra és i mérési eredményre. Itt $p(i\,|\,x, \lambda)$ valamilyen válaszfüggvény, amely megadja, hogy milyen valószínűséggel kaphatja meg az x mérésre az i kimenetet, ha a rejtett változó λ értéket vesz fel (nyilván $p(i\,|\,x, \lambda) \geq 0$ és $\sum_i p(i\,|\,x, \lambda) = 1$). Ha $p(i\,|\,x, \lambda)$ csak 0 vagy 1 lehet, akkor a rejtett változó pontosan meghatározza a mérés kimenetelét, de Alíz ezt nem követeli meg általában: így figyelembe tud venni számára ismeretlen folyamatokat, preparációs bizonytalanságot ($w(\lambda\,|\,s)$-en keresztül), mérési hibát, vagy a mérés megzavaró hatását is ($p(i\,|\,x, \lambda)$-n keresztül). Viszont kiró még egy fontos feltételt, ugyanis így (1a) triviálisan teljesül.[1] Magából a konstrukcióból következik ugyanis, hogy ha Alíz $r(k)$ valószínűséggel válogat s_k preparációk közül, (ezt is egy értelmes preparációnak tekinti, és $\bar{s}$-sal jelöli), akkor a mérési statisztika a különböző preparációk statisztikáinak súlyozott átlaga,

$$q(i\,|\,x, \bar{s}) = \sum_k r(k)\, q(i\,|\,x, s_k),$$

ami alapján a rejtett változó $\bar{s}$ preparációhoz tartozó súlyai az s_k preparációkhoz tartozó súlyainak ugyanúgy súlyozott átlaga kell legyen,[2] vagyis

$$w(\lambda\,|\,\bar{s}) = \sum_k r(k)\, w(\lambda\,|\,s_k). \tag{1b}$$

Az ilyen, (1) egyenleteknek eleget tevő mérési statisztikákat (*preparációsan*) *nemkontextuálisnak* nevezik, és ezt tekintik a klasszikus viselkedés egyik fontos szükséges feltételének. Azt jelenti, hogy a preparáció és a mérés elválik, klasszikusan leírhatók, és közöttük valamilyen klasszikusan viselkedő rejtett változó teremt kapcsolatot. Viszont, Alíz nagy meglepetésére, nem lehet a sok különböző preparációra kapott mérési statisztikát ilyen módon leírni, tehát ezek (*preparációsan*) *kontextuálisak.* (Később konkrét példát mutatunk ilyen esetre.)

Alízt ez nagyon zavarja. Az (1) egyenletek nagyon általános szituációt írnak le. El sem tudja képzelni, hogy hogyan működik egy kísérlet, ami az (1) leírásnak nem felel meg. Fizikailag azt képzeli, hogy a preparáció és a mérés elválik egymástól (például a mérés választását nem befolyásolja rejtett változó), de az (1) egyenletek sérülése azt fejezi ki, hogy a kettő közötti kapcsolatot nem hozhatja létre valamilyen klasszikusan viselkedő rejtett változó (speciálisan olyan sem, ami a testek együttesen létező szín+forma tulajdonságát kódolná, vagyis nem lehet $\lambda \in$ {🟥, 🔴, 🟦, 🔵}).

Alíz, kissé vonakodva bár, de elfogadja, hogy az (1b) feltételt nem követelheti meg. A továbbiakban a korrelációkat szeretné vizsgálni, és kissé gyengít a feltevésein, kevesebbel is megelégszik. A lényeg számára az, hogy az ilyen méréseket egy $p(i\,|\,x)$ *válaszfüggvénnyel* le lehet írni, (amitől semmi mást nem követelünk meg, mint $p(i\,|\,x) \geq 0$ és $\sum_i p(i\,|\,x) = 1$). Nyilván kvantumos kísérlet esetén

$$p(i\,|\,x) \equiv q(i\,|\,x),$$

és korlátlanul erős klasszikus számítógéppel bármely ilyen mérési statisztikájú kimenetet tetszőleges pontossággal lehet generálni, tehát ilyen szinten nincs szükség klasszikus fizikán túlmutató elvekre. Fontos látni, hogy Alíz nem csak a mérésben kapott $q(i\,|\,x)$ válaszfüggvényeket tudná előállítani, hanem olyanokat is, amelyek mérésben nem kaphatók meg. Például olyat, ahol a forma mérése mindig kockát ad, a színé pedig mindig pirosat, vagyis $p($✷$\,|\,$„szín”$)$ = $p($❐$\,|\,$„forma”$) = 1$, $p($✷$\,|\,$„szín”$)$ = $p($❍$\,|\,$„forma”$) = 0$, noha nem lesz ennek megfelelő $q(i\,|\,x)$ mérési statisztika a laborban.

Két labor

A korrelációk vizsgálatához egynél több párhuzamos kísérletet kell tekintenünk. Mondjuk kezdetnek kettőt, és ebben a munkában ennyinél is maradunk. Ennek modellje egy doboz, amelynek két szemközti oldalán levő egy-egy nyíláson egyidejűleg hullanak ki testpárok, amelyek mindkét tagján szín vagy forma mérése végezhető.

Kísérlet

Alíz segítségül hívja Bobot, akivel a doboz egy-egy végén kihulló testeken végezhetik a korábban ismertetett méréseket. Mivel a két mérés adatai közötti kapcsolatot szeretnék vizsgálni, ezért fontos, hogy a doboz két végénél levő egyedi mérések ne befolyásolhassák egymást. Ezért a doboz két végéhez egy-egy csövet illesztenek, amelyek jó messzire lévő laborjaikba vezetik a testeket, amelyek kellően távol vannak

---

[1] Ez nem egy súlyos állítás, pusztán a valószínűségek ekvivalens felírása,

$$q(i\,|\,x, s) = \sum_\lambda \delta_{\lambda,s}\, q(i\,|\,x, \lambda),$$

ahol δ a Kronecker-delta ($\delta_{\lambda,s} = 1$, ha $\lambda = s$, különben 0), vagyis a $w(\lambda\,|\,s) := \delta_{\lambda,s}$ és $p(i\,|\,x, \lambda) := q(i\,|\,x, \lambda)$ választás kielégíti az (1a) feltételt.

[2] Az előző lábjegyzet $w(\lambda\,|\,s) := \delta_{\lambda,s}$ választása már nem elégíti ki az (1b) feltételt: Kronecker-delták átlaga nem lesz Kronecker-delta.

egymástól ahhoz, hogy egy fényjelnek se legyen ideje eljutni egyikből a másikba annyi idő alatt, ami egy mérés kiválasztásához és elvégzéséhez szükséges. Ezt úgy mondják, hogy a két egyedi mérés egymástól *térszerűen szeparált,* a relativitáselmélet alapján egyik sem lehet hatással a másikra.

A kísérlet során most nem csak megszámolják a kimeneteket és kiszámítják ezek relatív gyakoriságát, hanem minden egyes körben fel is jegyzik egy táblázatba, hogy melyik mérést választották és erre melyik kimenetet kapták. Miután elegendő mérést végeztek, összevetik táblázataikat. Lesznek olyan esetek, amikor mindketten színt mértek, ekkor a négyféle eset számai $N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast})$, $N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})$, $N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast})$ és $N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})$, amelyekből számolt valószínűségek

$$q(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) := \frac{N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast})}{N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})},$$

$$q(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) := \frac{N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})}{N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})},$$

$$q(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) := \frac{N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast})}{N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})},$$

$$q(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) := \frac{N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})}{N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) + N(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})}.$$

Amikor Alíz színt mér, Bob pedig formát, a négyféle eset $N(\textcolor{red}{\ast},\square)$, $N(\textcolor{red}{\ast},\bigcirc)$, $N(\textcolor{blue}{\ast},\square)$, $N(\textcolor{blue}{\ast},\bigcirc)$ számaiból

$$q(\textcolor{red}{\ast},\square) := \frac{N(\textcolor{red}{\ast},\square)}{N(\textcolor{red}{\ast},\square) + N(\textcolor{red}{\ast},\bigcirc) + N(\textcolor{blue}{\ast},\square) + N(\textcolor{blue}{\ast},\bigcirc)},$$

$$\vdots$$

illetve hasonlóan, amikor Alíz formát mér, Bob pedig színt, valamint amikor mindketten formát mérnek, akkor

$$q(\square,\textcolor{red}{\ast}): = \frac{N(\square,\textcolor{red}{\ast})}{N(\square,\textcolor{red}{\ast}) + N(\square,\textcolor{blue}{\ast}) + N(\bigcirc,\textcolor{red}{\ast}) + N(\bigcirc,\textcolor{blue}{\ast})},$$

$$\vdots$$

$$q(\square,\square): = \frac{N(\square,\square)}{N(\square,\square) + N(\square,\bigcirc) + N(\bigcirc,\square) + N(\bigcirc,\bigcirc)},$$

$$\vdots$$

értelemszerűen. Célszerű ezeket az adatokat, az *együttes mérési statisztikát,* táblázatba gyűjteni,

	$\textcolor{red}{\ast}$	$\textcolor{blue}{\ast}$	$\square$	$\bigcirc$
$\textcolor{red}{\ast}$	$q(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast})$	$q(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})$	$q(\textcolor{red}{\ast},\square)$	$q(\textcolor{red}{\ast},\bigcirc)$
$\textcolor{blue}{\ast}$	$q(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast})$	$q(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast})$	$q(\textcolor{blue}{\ast},\square)$	$q(\textcolor{blue}{\ast},\bigcirc)$
$\square$	$q(\square,\textcolor{red}{\ast})$	$q(\square,\textcolor{blue}{\ast})$	$q(\square,\square)$	$q(\square,\bigcirc)$
$\bigcirc$	$q(\bigcirc,\textcolor{red}{\ast})$	$q(\bigcirc,\textcolor{blue}{\ast})$	$q(\bigcirc,\square)$	$q(\bigcirc,\bigcirc)$

ahol soronként Alíz, oszloponként Bob adott mérésválasztásaihoz és kimeneteihez tartozó valószínűségek vannak. Az egy mérés esetéhez hasonlóan, az írást megkönnyítendő, a

$$q(i,j\,|\,x,y) = \frac{N(i,j\,|\,x,y)}{\sum_{i',j'} N(i',j'\,|\,x,y)}$$

jelölést használjuk az együttes mérési statisztikára, ahol x Alíz, y pedig Bob mérésének típusa, i Alíz, j pedig Bob mérésének kimenete.

Korreláció

Lesznek olyan preparációk, ahol Alíz és Bob azt veszik észre, hogy az együttes valószínűségek a két mérésben kapott valószínűségek szorzatai, méghozzá olyanoké, amelyek – megfelelően beállított dobozokkal – maguk is megkaphatók:

$$q(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) = q_A(\textcolor{red}{\ast})\,q_B(\textcolor{red}{\ast}),\quad q(\textcolor{red}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) = q_A(\textcolor{red}{\ast})\,q_B(\textcolor{blue}{\ast}),$$
$$q(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{red}{\ast}) = q_A(\textcolor{blue}{\ast})\,q_B(\textcolor{red}{\ast}),\quad q(\textcolor{blue}{\ast},\textcolor{blue}{\ast}) = q_A(\textcolor{blue}{\ast})\,q_B(\textcolor{blue}{\ast}),$$

valamint hasonlóan a „szín”–„forma”, „forma”–„szín”, „forma”–„forma” mérésekre. Vagyis általánosan, az együttes mérési statisztika helyi mérési statisztikák szorzata,

$$q(i,j\,|\,x,y) = q_A(i\,|\,x)\,q_B(j\,|\,y) \tag{2}$$

bármely x, y mérés típusra és i, j kimenetre. Ez azt jelenti, hogy ahelyett, hogy egy közös doboz két végén kieső testeken végeznék a méréseket, Alíz és Bob használhat egy-egy megfelelően preparált saját dobozt, amelyeknek semmi közük egymáshoz. A méréseket elvégezve, és összevetve az eredményeket, így is megkapják a mérési statisztikákat, mivel független események valószínűségei összeszorzódnak. Az ilyen, (2) egyenletnek eleget tevő mérési statisztikákat *korrelálatlannak* nevezik. Lesznek olyan preparációk, amelyekből kapott mérési statisztikák nem kaphatók meg így, ezeket *korreláltnak* nevezik.

Alízt és Bobot ez nem zavarja, a klasszikus fizikában is vannak korrelációk ilyen mérések között. A testek a közös forrásban kapcsolatban voltak egymással, nincs még semmi gyanús.

Ezek után Alíz és Bob megpróbálja reprodukálni a korrelált mérési statisztikákat is, vagyis azokat, amelyekben (2) nem teljesül. Ehhez kettejük laborja között félúton beindítanak egy véletlenszám-generátort, amely λ véletlenszámokat generál w_λ valószínűséggel ($0 \le w_\lambda$, $\sum_\lambda w_\lambda = 1$), és ezeket klasszikus csatornán (elektromos, optikai kábelen, legfeljebb fénysebességgel) eljuttatják a mérések helyszínére, hogy ennek felhasználásával saját számítógépeikkel próbálják reprodukálni a mérési statisztikákat. Az olvasó meglepődhet, hogy miért jutna eszébe bárkinek ilyet tenni.

Alíznak és Bobnak nyomós oka van rá: tudják, hogy minden együttes eloszlást elő lehet állítani szorzateloszlások súlyozott átlagával, vagyis

$$p(i, j) = \sum_{\lambda} w_{\lambda}\, p_{\mathrm{A}}(i \mid \lambda)\, p_{\mathrm{B}}(j \mid \lambda),$$

itt $p_{\mathrm{A}}(i \mid \lambda)$, $p_{\mathrm{B}}(j \mid \lambda) \geq 0$ és $\sum_i p_{\mathrm{A}}(i \mid \lambda) = \sum_j p_{\mathrm{B}}(j \mid \lambda) = 1$ bármely λ-ra.[3] Vagyis az együttes eloszlások korrelációit mindig meg lehet valósítani egy λ rejtett változó segítségével. Ha ez a rejtett változó lokális, azaz együtt utazik a testekkel, legfeljebb fénysebességgel, akkor modellezi klasszikus elképzeléseiket a szituációról. Alíz és Bob kérdése most az, hogy működik-e ez a feltételes eloszlásokra is, vagy lesz olyan mérési statisztika, amit így nem lehet megkapni? Ez azért nem nyilvánvaló, mert ekkor nem csak egy adott mérésválasztásra kell tudniuk reprodukálni számítógépeiken a feltételes eloszlásokat, hanem egyszerre mind a 2×2-re úgy, hogy az *x, y* mérésválasztások nem függhetnek a λ rejtett változótól.

Összefonódás

Lesznek olyan preparációk, ahol Alíz és Bob azt veszik észre, hogy az együttes mérési statisztika megkapható úgy, hogy a közös forrásból kapott λ véletlenszámokkal súlyozott átlagát veszik a megfelelően beállított saját dobozokkal kapott mérési statisztikáknak,

$$q(i, j \mid x, y) = \sum_{\lambda} w_{\lambda}\, q_{\mathrm{A}}(i \mid x, \lambda)\, q_{\mathrm{B}}(j \mid y, \lambda) \qquad (3)$$

bármely *x, y* mérés típusra és *i, j* kimenetre. Ez azt jelenti, ahelyett, hogy egy közös doboz két végén kieső testeken végeznék a méréseket, Alíz és Bob használhat több megfelelően preparált saját dobozt, minden λ-ra, amelyeknek semmi közük egymáshoz, és a korrelációt a közös λ rejtett változó valósítja meg. Az ilyen, (3) egyenletnek eleget tevő mérési statisztikákat *szeparálhatónak* nevezik. Viszont nagy meglepetésükre lesznek olyan preparációk, amelyekből kapott mérési statisztikák nem kaphatók meg így, ezeket *összefonódottnak* nevezik.[4]

[3]Ez sem egy súlyos állítás, pusztán az együttes valószínűségek ekvivalens felírása, amire egy egyszerű példa

$$p(i, j) = \sum_{\lambda} \delta_{i,\lambda}\, p(\lambda, j) = \sum_{\lambda} \left[\sum_{j'} p(\lambda, j')\right]\left[\delta_{i,\lambda}\right]\left[\frac{p(\lambda, j)}{\sum_{j'} p(\lambda, j')}\right],$$

ahol δ a Kronecker-delta ($\delta_{i,\lambda} = 1$, ha $i = \lambda$, különben 0), és a szögletes zárójelekben szerepelnek w_{λ}, p_{A}, p_{B} (a j'-re való összegzés a normálás miatt kellett).

[4]Itt a szeparálhatóságot/összefonódást, valamint később a lokális rejtett állapotúságot/kormányozhatóságot és a lokális rejtett változósságot/Bell-nemlokalitást csak az adott *mérési statisztikára* vezettük be. Ezek rokonságban vannak, de nem azonosak a *kvantumállapotok* esetén bevezetett ilyen nevű korrelációs fogalmakkal, amelyekről az utolsó fejezetben beszélünk.

Alízt és Bobot ez kissé zavarja. A szeparálhatóság azt jelenti, hogy amikor megkapják a λ adott értékét, akkor ennek megfelelően állítják be dobozaikat, és elvégzik a mérést. Tehát egy klasszikus rejtett változó klasszikus kommunikációjával valósították meg a korrelációt korrelálatlan dobozok között. Az összefonódás viszont azt jelenti, hogy vannak olyan korrelációk, amelyek így nem valósíthatók meg. Tehát az ilyen korrelációt mutató kísérletekre nem gondolhatunk egy klasszikus tulajdonság által „klasszikusan összekapcsolt” kísérletekként, hanem ők „kvantumosan összefontak”, innen az elnevezés. Alíz és Bob a továbbiakban kissé gyengítenek a feltevéseiken, és megengedik, hogy egyikük általánosabb válaszfüggvényeket használjon a kísérleti dobozok helyett.

Kormányozhatóság

Lesznek olyan preparációk, ahol Alíz és Bob azt veszik észre, hogy az együttes mérési statisztika megkapható úgy, hogy a közös forrásból kapott λ véletlenszámokkal súlyozott átlagát veszik egyiküknél, megfelelően beállított saját dobozokkal, másikuknál pedig valamilyen általános válaszfüggvényekkel kapott mérési statisztikáknak,

$$q(i, j \mid x, y) = \sum_{\lambda} w_{\lambda}\, q_{\mathrm{A}}(i \mid x, \lambda)\, p_{\mathrm{B}}(j \mid y, \lambda) \qquad (4a)$$

bármely *x, y* méréstípusra és *i, j* kimenetre, vagy

$$q(i, j \mid x, y) = \sum_{\lambda} w_{\lambda}\, p_{\mathrm{A}}(i \mid x, \lambda)\, q_{\mathrm{B}}(j \mid y, \lambda) \qquad (4b)$$

bármely *x, y* mérés típusra és *i, j* kimenetre. Ez azt jelenti, hogy ahelyett, hogy egy közös doboz két végén kieső testeken végeznék a méréseket, Alíz használhat több megfelelően preparált saját dobozt, Bob pedig megfelelő általános válaszfüggvényt megvalósító számítógépet, minden λ-ra (vagy fordítva), amelyeknek semmi közük egymáshoz, és a korrelációt a közös λ rejtett változó valósítja meg. Az ilyen, (4) egyenleteknek eleget tevő mérési statisztikákat *lokális rejtett állapotúnak* nevezik. Viszont már nem anynyira nagy meglepetésükre lesznek olyan preparációk, amelyekből kapott mérési statisztikák nem kaphatók meg így, ezeket *kormányozhatónak* (steerable) nevezik.[5]

Alízt és Bobot ez kissé jobban zavarja. Az összefonódott korrelációk nem valósíthatók meg lokális kísérleti dobozokkal és lokális rejtett változókkal, a kormányozható megvalósításához pedig nem elég, ha a kísérleti dobozt általánosabb válaszfüggvényt megvalósító számítógépre cserélik az egyik laborban. Alíz és Bob a továbbiakban kissé gyengítenek a felte-

[5]Ezen fogalmak elnevezését nem tudjuk megvilágítani a konkrét kvantumelméleti formalizmus használata nélkül.

véseiken, és megengedik, hogy mindketten általánosabb válaszfüggvényeket használjanak a kísérleti dobozok helyett.

Bell-nemlokalitás

Lesznek olyan preparációk, ahol Alíz és Bob azt veszik észre, hogy az együttes mérési statisztika megkapható úgy, hogy a közös forrásból kapott λ véletlenszámokkal súlyozott átlagát veszik valamilyen általános válaszfüggvényekkel kapott mérési statisztikáknak,

$$q(i, j \mid x, y) = \sum_\lambda w_\lambda \, p_\mathrm{A}(i \mid x, \lambda)\, p_\mathrm{B}(j \mid y, \lambda) \qquad (5)$$

bármely x, y méréstípusra és i, j kimenetre. Ez azt jelenti, hogy ahelyett, hogy egy közös doboz két végén kieső testeken végeznék a méréseket, használhatnak megfelelő általános válaszfüggvényt megvalósító számítógépet, minden λ-ra, amelyeknek semmi közük egymáshoz, és a korrelációt a közös λ rejtett változó valósítja meg. Az ilyen, (5) egyenletnek eleget tevő mérési statisztikákat *lokális rejtett változósnak* nevezik. Viszont nagy meglepetésükre lesznek olyan preparációk, amelyekből kapott mérési statisztikák nem kaphatók meg így, ezeket *Bell-nemlokálisnak* nevezik.

Alízt és Bobot ez már nagyon zavarja. Már az összefont és kormányozható korrelációk léte is zavarba ejtő volt, de a klasszikus elképzeléseik keretein belül az (5) lokális rejtett változós modell a lehető legáltalánosabb szituációt írja le. El sem tudják képzelni, hogy miként működik egy ilyen kísérlet, ami az (5) lokális rejtett változós leírásnak nem felel meg. Klaszszikusan azt képzelik, hogy a szétrepülő testpárokon végzett mérések, térszerűen szeparáltak lévén, nem befolyásolhatják egymást, de az (5) egyenlet sérülése azt fejezi ki, hogy a kettő közötti kapcsolatot nem hozhatja létre valamilyen klasszikusan viselkedő, lokális rejtett változó (speciálisan olyan sem, ami például a testek együttesen létező szín+forma tulajdonságát kódolná, vagyis nem lehet $\lambda \in$ {■, ●, ■, ●}). Mivel a mérések térszerűen szeparáltak, ez valamiféle „kísérteties távolhatás”. Ekkor vajon tudnának egymásnak fénysebességnél gyorsabban üzenni? Alíz és Bob a továbbiakban ezt szeretné ellenőrizni.

Nemjelzés

A fénysebességnél gyorsabb jelzéshez az kellene, hogy például Alíz mérésválasztása és mérése hatására Bob mérési statisztikája megváltozzon. Ha Alíz az x mérést választja, akkor Bob y mérése j kimenetének valószínűsége $\sum_i q(i, j \mid x, y)$ (össze kell adni az összes olyan eset valószínűségét, ahol Bob mérési kimenete j). Lehetséges, hogy ez függ Alíz x mérésválasztásától? Matematikailag lehet ilyeneket konstruálni, de az a kérdés, hogy a mérésekből kapott statisztikák ilyenek-e. Alíz és Bob azt veszik észre, hogy az együttes mérési statisztikákra mindig fennáll

$$\sum_i q(i, j \mid x, y) = \sum_i q(i, j \mid x', y) \qquad (6a)$$

bármely x, x', y méréstípusra és j kimenetre, és

$$\sum_j q(i, j \mid x, y) = \sum_j q(i, j \mid x, y') \qquad (6b)$$

bármely x, y, y' méréstípusra és i kimenetre. Ez azt jelenti, hogy a helyi laborok mérési statisztikái nem függenek a másik laborbeli méréstől. Az ilyen, (6) egyenleteknek eleget tevő mérési statisztikákat *nemjelzőnek* (no signalling) nevezik. Alíz és Bob ettől kissé megnyugszik. Az egyikük mérésválasztásával nem tud a másiknak fénysebességnél gyorsabban üzenni. Bár az (5)-öt sértő, Bell-nemlokális korrelációk léte klasszikus szemléletük számára még mindig érthetetlen.

Példák

Hogy az elmélet ne csak a levegőben lógjon, nézzünk néhány példát a klasszikus viselkedés kizárására.

Preparációs kontextualitás

Elsőnek a preparációs kontextualitásra vegyünk példát, vagyis az (1) feltételek sérülésére. Alíz észreveszi a különböző preparációkhoz tartozó $q(i \mid x, s)$ mérési statisztikáin azt az érdekes összefüggést, hogy bármely s preparációhoz lehet találni másik három olyan preparációt, amelyekben a szín- és formamérések statisztikái egymáséiból „tükrözéssel” kaphatók ($u \leftrightarrow 1-u$, lásd a (7a) táblázatban). Jelöljünk tetszőleges négy ilyen mérési statisztikát megvalósító preparációt $s \in \{1, 2, 3, 4\}$ címkékkel,

	1	2	3	4
✶ (piros)	u	u	$1-u$	$1-u$
✶ (kék)	$1-u$	$1-u$	u	u
❒	v	$1-v$	v	$1-v$
❍	$1-v$	v	$1-v$	v

(7a)

ahol $0 \le u, v \le 1$. Ekkor az is teljesül, hogy ha szabályos pénzfeldobással választ az 1-es és 4-es preparáció között, akkor ugyanazt a mérési statisztikát kapja, mintha ugyanígy válogatna a 2-es és a 3-as között,

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} q(i \mid x, 1) + \frac{1}{2} q(i \mid x, 4) = \\ &= \frac{1}{2} q(i \mid x, 2) + \frac{1}{2} q(i \mid x, 3). \end{aligned} \qquad (7b)$$

Másrészt kap olyan mérési statisztikát, ahol

$$u = v = \frac{1 + 1/\sqrt{2}}{2}. \tag{7c}$$

Hogyan lehetne belátni, hogy az ilyen mérési statisztikákat nem lehet megadni $w(\lambda \,|\, s)$ súlyok és $p(i \,|\, x, \lambda)$ válaszfüggvények által (1) szerint?

Ehhez először az (1a) egyenletbeli $p(i \,|\, x, \lambda)$ válaszfüggvényeket kell megtalálnunk. Az egyik ilyen lehetséges válaszfüggvény a piros kockák esetét visszaadó $p_{\color{red}\blacksquare}({\color{red}\ast} \,|\, \text{„szín”}) = 1$, $p_{\color{red}\blacksquare}({\color{blue}\ast} \,|\, \text{„szín”}) = 0$, $p_{\color{red}\blacksquare}(\square \,|\, \text{„forma”}) = 1$, $p_{\color{red}\blacksquare}(\bigcirc \,|\, \text{„forma”}) = 0$, és hasonlóan elkészíthetők a piros gömböket, kék kockákat és kék gömböket megadó $p_{\color{red}\bullet}$, $p_{\color{blue}\blacksquare}$, $p_{\color{blue}\bullet}$ válaszfüggvények, amelyek felvett értékei a táblázat oszlopaiban találhatók

	${\color{red}\blacksquare}$	${\color{red}\bullet}$	${\color{blue}\blacksquare}$	${\color{blue}\bullet}$
${\color{red}\ast}$	1	1	0	0
${\color{blue}\ast}$	0	0	1	1
$\square$	1	0	1	0
$\bigcirc$	0	1	0	1

(8a)

Célszerű, mert kifejező, ezeket a speciális válaszfüggvényeket ilyen szimbólumokkal indexelni. Fontos észrevétel, hogy minden lehetséges általános válaszfüggvény ilyenek „súlyozott átlagaként” megkapható, vagyis

$$\begin{aligned} p(i \,|\, x) = {} & w_{\color{red}\blacksquare}\, p_{\color{red}\blacksquare}(i \,|\, x) + w_{\color{red}\bullet}\, p_{\color{blue}\blacksquare}(i \,|\, x) + \\ & + w_{\color{blue}\blacksquare}\, p_{\color{blue}\blacksquare}(i \,|\, x) + w_{\color{blue}\bullet}\, p_{\color{blue}\bullet}(i \,|\, x), \end{aligned} \tag{8b}$$

ahol a súlyok $w_{\color{red}\blacksquare}, w_{\color{red}\bullet}, w_{\color{blue}\blacksquare}, w_{\color{blue}\bullet} \geq 0$ és $w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{red}\bullet} + w_{\color{blue}\blacksquare} + w_{\color{blue}\bullet} = 1$. Gyakorlásképpen olvassuk le a lehetséges $p(i \,|\, x)$ válaszfüggvény értékeit:

${\color{red}\ast}$	$w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{red}\bullet}$
${\color{blue}\ast}$	$w_{\color{blue}\blacksquare} + w_{\color{blue}\bullet}$
$\square$	$w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{blue}\blacksquare}$
$\bigcirc$	$w_{\color{red}\bullet} + w_{\color{blue}\bullet}$

(8c)

Mivel így minden válaszfüggvény megkapható, ezért elegendő négyértékű λ rejtett változót használni, és kézenfekvő a rejtett változó értékeinek közvetlenül a válaszfüggvények indexeit használni, $\lambda \in \{{\color{red}\blacksquare}, {\color{red}\bullet}, {\color{blue}\blacksquare}, {\color{blue}\bullet}\}$,

$$p(i \,|\, x, \lambda) := p_\lambda(i \,|\, x) \tag{8d}$$

klasszikus elképzeléseinket kifejezendő a testek együttes szín és forma tulajdonságairól. A kevertebb, általános válaszfüggvények (8b) esetét sem hagyjuk ki így, hanem a hozzájuk tartozó átlagolásokat az (1a) egyenletbeli $w(\lambda \,|\, s)$ súlyokra hárítjuk át.

Másodszor az (1a) egyenletbeli $w(\lambda \,|\, s)$ súlyokat kell meghatároznunk. Kiderül, hogy ezek lehetséges értékei[6]

	1	2	3	4
${\color{red}\blacksquare}$	$w_{\color{red}\blacksquare}$	$w_{\color{red}\bullet} - \varepsilon_1$	$w_{\color{blue}\blacksquare} - \varepsilon_2$	$w_{\color{blue}\bullet} + \varepsilon_3$
${\color{red}\bullet}$	$w_{\color{red}\bullet}$	$w_{\color{red}\blacksquare} + \varepsilon_1$	$w_{\color{blue}\bullet} + \varepsilon_2$	$w_{\color{blue}\blacksquare} - \varepsilon_3$
${\color{blue}\blacksquare}$	$w_{\color{blue}\blacksquare}$	$w_{\color{blue}\bullet} + \varepsilon_1$	$w_{\color{red}\blacksquare} + \varepsilon_2$	$w_{\color{red}\bullet} - \varepsilon_3$
${\color{blue}\bullet}$	$w_{\color{blue}\bullet}$	$w_{\color{blue}\blacksquare} - \varepsilon_1$	$w_{\color{red}\bullet} - \varepsilon_2$	$w_{\color{red}\blacksquare} + \varepsilon_3$

(9)

ahol ε-ok csak olyan értékeket vehetnek fel, hogy a táblázat minden eleme 0 és 1 közé essen.

Például

$$-w_{\color{blue}\bullet} \leq \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3 \leq 1 - w_{\color{blue}\bullet}. \tag{10}$$

Figyelembe kell még vennünk, hogy az (1b) feltétel miatt (7b) hatása

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}\, w(\lambda \,|\, 1) + \frac{1}{2}\, w(\lambda \,|\, 4) = \\ & = \frac{1}{2}\, w(\lambda \,|\, 2) + \frac{1}{2}\, w(\lambda \,|\, 3) \end{aligned} \tag{11}$$

bármely λ-ra, ami (9) oszlopai közötti összefüggés bármely sorára

$$w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{blue}\bullet} = w_{\color{red}\bullet} + w_{\color{blue}\blacksquare} - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3),$$

amiből a $w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{blue}\bullet} + w_{\color{red}\bullet} + w_{\color{blue}\blacksquare} = 1$ normálás miatt

$$2(w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{blue}\bullet}) = 1 - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3) \leq 1 + 3w_{\color{blue}\bullet} \tag{12}$$

adódik, ahol felhasználtuk a (10)-beli alsó korlátot.

Tehát azt kaptuk, hogy tetszőleges s preparációt véve, ha létezik hozzá rejtett változó, amelynek súlyai $w(\lambda \,|\, s) = (w_{\color{red}\blacksquare}, w_{\color{red}\bullet}, w_{\color{blue}\blacksquare}, w_{\color{blue}\bullet})$ ((9) 1-es oszlopa), akkor, mivel létezik hozzá másik három preparáció (7a) első négy oszlopa szerinti mérési statisztikákkal, az ezeknek megfelelő súlyok között (9) szerinti kényszerek lépnek fel, amelyek (11) miatt az eredeti $(w_{\color{red}\blacksquare}, w_{\color{blue}\bullet}, w_{\color{red}\bullet}, w_{\color{blue}\blacksquare})$ súlyokra adnak kényszert. Ezt kell valahogyan kihasználnunk.

A mérési statisztikából képezzük a

$$Q(s) := q({\color{red}\ast} \,|\, s) - q({\color{blue}\ast} \,|\, s) + q(\square \,|\, s) - q(\bigcirc \,|\, s)$$

mennyiséget, amely (8c) miatt

$$Q(s) = 2(w_{\color{red}\blacksquare} - w_{\color{blue}\bullet}) = 2(w_{\color{red}\blacksquare} + w_{\color{blue}\bullet}) - 4\,w_{\color{blue}\bullet}$$

lesz, ami (12) miatt

$$Q(s) \leq 1$$

[6] Például (7a) első és második oszlopából (8c) alapján azt kapjuk, hogy (9) első és második oszlopaiban az első két tag, a második két tag, az első és harmadik, valamint a második és negyedik tag összegének meg kell egyezni. Ezért a

$$w(\lambda \,|\, 2) = (w_{\color{red}\bullet} + \varepsilon,\ w_{\color{red}\blacksquare} + \varepsilon',\ w_{\color{blue}\bullet} + \varepsilon'',\ w_{\color{blue}\blacksquare} + \varepsilon'')$$

okos ansatz-cal élve az ε változók rögzülnek.

bármely s mérési statisztikára, viszont ha behelyettesíti a (7c) mérési statisztikát, akkor

$$Q = \sqrt{2} > 1,$$

ami ellentmondás. Tehát a (7a), (7c) mérési eredmények nem kaphatók meg az (1) nemkontextuális modellből.

Bell-nemlokalitás

Kicsit könnyebb a dolgunk, ha Bell-nemlokálisan korrelált mérési statisztikára szeretnénk venni egy példát, vagyis ami nem kapható meg (5) lokális rejtett változós modellként. Például az egyik szélsőséges esetben Alíz és Bob a következő mérési statisztikát kapják,

	${\color{red}\ast}$	${\color{blue}\ast}$	❒	❍
${\color{red}\ast}$	q_-	q_+	q_-	q_+
${\color{blue}\ast}$	q_+	q_-	q_+	q_-
❒	q_-	q_+	q_+	q_-
❍	q_+	q_-	q_-	q_+

(13)

$$q_\pm = \left(1 \pm 1/\sqrt{2}\right)/4.$$

Hogyan lehetne erről belátni, hogy nem kapható meg lokális rejtett változós (5) modellel?

Vegyük egy kicsit szemügyre, hogy az (5) feltétel milyen mérési statisztikákat enged meg. Alíz és Bob lehetséges teljesen általános (8b) válaszfüggvényeit az előző fejezetben megtaláltuk. Ezekből a helyi válaszfüggvényekből kapható (5) lokális rejtett változós modellel megkapható mérési statisztikák általános alakja (8d) válaszfüggvényekkel

$$\begin{aligned}
\sum_\lambda w_\lambda\, p_{\mathrm{A}}(i \mid x, \lambda)\, p_{\mathrm{B}}(j \mid y, \lambda) = \\
= w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}}\, p(i \mid x, {\color{red}\blacksquare})\, p(j \mid y, {\color{red}\blacksquare}) + \\
+ w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}}\, p(i \mid x, {\color{red}\blacksquare})\, p(j \mid y, {\color{red}\bullet}) + \\
+ w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}}\, p(i \mid x, {\color{red}\blacksquare})\, p(j \mid y, {\color{blue}\blacksquare}) + \\
+ w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}}\, p(i \mid x, {\color{red}\blacksquare})\, p(j \mid y, {\color{blue}\bullet}) + \\
\vdots \\
+ w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}}\, p(i \mid x, {\color{blue}\bullet})\, p(j \mid y, {\color{blue}\blacksquare}) + \\
+ w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}\, p(i \mid x, {\color{blue}\bullet})\, p(j \mid y, {\color{blue}\bullet}),
\end{aligned} \qquad (14)$$

ahol összesen 16 tag van az összegben, a 4×4 lokális válaszfüggvényhez. (Itt most a rejtett változó értékei a szín+forma tulajdonságok párjai, $\lambda \in \{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}, {\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}, {\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}, {\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}, \ldots, {\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}\}$.) Ezek közül mindegyik négyféle méréspárhoz fog 1-et rendelni, amit kissé fárasztó lenne felírogatni, de, köszönhetően az okos címkézésnek, a valószínűségek könnyen leolvashatók. Például az az eset, amikor Alíz színmérésének kimenete ${\color{blue}\ast}$, Bob formamérésének kimenete ❒, akkor fordulhat elő, ha Alíz mérése „kék" válaszfüggvény szerint (ezek $p(i \mid x, {\color{blue}\blacksquare})$ vagy $p(i \mid x, {\color{blue}\bullet})$) és Bobé pedig „kocka" válaszfüggvény szerint viselkedik (ezek $p(j \mid y, {\color{red}\blacksquare})$ vagy $p(j \mid y, {\color{blue}\blacksquare})$); ennek valószínűsége, vagyis a lokális rejtettváltozós válaszfüggvény (${\color{blue}\ast}$, ❒ | „szín", „forma") eleme, a megfelelő szorzat válaszfüggvények súlyainak összege, $w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}}$, ami az alábbi táblázat ${\color{blue}\ast}$ sorának és ❒ oszlopának metszetébe kerül.

	${\color{red}\ast}$	${\color{blue}\ast}$
${\color{red}\ast}$	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\bullet}}$	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$
${\color{blue}\ast}$	$w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\bullet}}$	$w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$
❒	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\bullet}}$	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}}$
❍	$w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\bullet}}$	$w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$

(15)

	❒	❍
${\color{red}\ast}$	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}}$	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$
${\color{blue}\ast}$	$w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}}$	$w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$
❒	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}}$	$w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\blacksquare}{\color{blue}\bullet}}$
❍	$w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\blacksquare}}$	$w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{blue}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$

A kérdés tehát az, hogy találhatunk-e olyan nemnegatív, 1-összegű $w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}}$, $w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}}$, …, $w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}$ súlyokat, amelyekre az iménti táblázat visszaadja a (13) mérési statisztikát. Ez egyáltalán nem tűnik könnyű feladatnak, de szerencsére már megoldották. Legyen Q az a mennyiség, amit úgy kapunk, hogy egy együttes mérési statisztika elemeit megszorozzuk +1 és −1-ekkel az alábbi módon

	${\color{red}\ast}$	${\color{blue}\ast}$	❒	❍
${\color{red}\ast}$	+1	−1	+1	−1
${\color{blue}\ast}$	−1	+1	−1	+1
❒	+1	−1	−1	+1
❍	−1	+1	+1	−1

és az elemeket összeadjuk. Ha ezt a Q mennyiséget egy lokális rejtett változós modell (15) mérési statisztikájából képezzük, az előjelek úgy játszanak össze, hogy mindegyik w_λ súly kétszer fog szerepelni, vagy mínusz kétszer (kettő ki fog esni a négyből),

$$Q = 2\left(w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\blacksquare}} + w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{red}\bullet}} + w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\blacksquare}} - w_{{\color{red}\bullet}{\color{red}\bullet}} - w_{{\color{red}\blacksquare}{\color{blue}\blacksquare}} - \ldots + w_{{\color{blue}\bullet}{\color{blue}\bullet}}\right),$$

amire a

$$-2 \leq Q \leq 2$$

korlátok adódnak, mivel a w_λ súlyok nemnegatívak és az összegük 1. Viszont ha ugyanezt a Q mennyiséget képezzük a (13) mérési statisztikából, azt fogjuk kapni, hogy

$$Q = 8\,(q_- - q_+) = -2\sqrt{2} < -2,$$

ami ellentmondás. Tehát a (13) mérési eredmények nem kaphatók meg az (5) lokális rejtett változós modellből.

Összefoglalás, kitekintés

Áttekintettük a kvantumelmélet alapjainál megbúvó nemklasszikus viselkedés különböző megnyilvánulásait. Ennek során az úgynevezett operácionalista tárgyalást követtünk, amelyben a preparációkat „preparációs utasítások” adják meg, a fizikai mennyiségeket pedig „mérési utasítások”, és a vizsgált kérdések azt célozzák, hogy a kísérletekben keletkező mérési statisztikák mögé milyen ontológiai modellek tehetők. Kiderült, hogy a méréseket nem lehet – a klasszikus személetünknek megfelelő – nemkontextuális modellel leírni, a korrelációkat pedig nem lehet – a klasszikus személetünknek megfelelő – lokális modellel leírni. A tárgyalás során nem használtuk a kvantumelmélet leírásához szükséges fogalmakat, csak a kísérletekben kapott mérési statisztikák tulajdonságait vizsgáltuk. Ennek nagyon fontos következménye, hogy a kontextualitás és a nemlokalitás problémája független a kvantumelmélettől, a valóságos jelenségekben áll fenn. A kvantumelmélet jól írja le a kísérleteket, emiatt kontextuális és nemlokáils.

Szándékosan nem választottunk számértékű (fizikai dimenziós) mérhető mennyiségeket, erre ugyanis nincs szükség a kvantumos viselkedés szemléltetéséhez. Ezért azután nem is lehet várható értékeket és szórást sem számolni, sem a szokásos formájú határozatlansági, Bell- és egyéb egyenlőtlenségeket felírni, de nem is kell. A kvantumosság megragadásához elegendő volt a mérési statisztikát tekinteni, ami így tárgyalható a lehető legletisztultabban. A konkrét szín–forma jelölés pedig a számolásokat teszi könnyen követhetővé.

A további megjegyzések már tartalmazni fognak a kvantumelméleten belüli fogalmakat, és azokhoz szólnak, akik ezeket ismerik.

A kontextualitás modern valószínűségi elmélete [1] megkülönböztet preparációs és mérési kontextualitást. (Lásd még *Szabó Gábor* kapcsolódó cikkét e számban.) Ezek közül az előbbire tudtunk példát mutatni az előző fejezetben [2] a felvázolt egyszerű kísérleti szituációban (két éles mérés két-két kimenettel), az utóbbihoz már háromféle mérés kellett volna [3], legalábbis nem ismerünk egyszerűbb példát. (A szokásos Kochen–Specker-kontextualitás és Mermin-négyzet témái [4] is az általános elmélet utóbbi részének speciális esetei.) Fontos megjegyezni, hogy az (1b) feltétel miatt maga a kvantumállapot sem lehet a rejtett változó. (Lásd az első két lábjegyzetet!)

A különböző korrelációfogalmakat is a felvázolt egyszerű kísérleti szituációban vezettük be, emiatt ezek csak az adott konkrét mérések statisztikáinak különböző korrelációira vonatkoznak. A kvantumelmélet keretein belül a megfelelő korrelációs fogalmakat az *összes lehetséges mérésre* nézve definiálják *a kvantumállapotok terén.* Vagyis azt a kérdést teszik fel, hogy ha adott egy kvantumállapot, akkor az vajon megenged-e szeparálható (3), lokális rejtett állapotú (4), vagy lokális rejtett változós (5) leírást *tetszőleges fajta mérésekre,* ami szigorúbb feltétel. Például egy összefont kvantumállapot is vezethet szeparálható mérési statisztikára egy konkrét méréskészlet esetén. Ez pusztán azt jelenti, hogy ezekkel a mérésekkel az állapot összefonódásához „nem lehet hozzáférni”, ahhoz más mennyiségek méréseit is meg kellene engedni. Érdekességként megjegyezzük, hogy *matematikailag* konstruálhatók olyan együttes mérési statisztikák is, amelyek nem állíthatók elő kvantumos eszközökkel sem [5].

A kvantumállapotok összefonódását [6, 7] Schrödinger-kormányozhatóságát [8, 9] és Bell-nemlokalitását [10, 11] a korrelációk különböző kvantumos aspektusainak értjük. (A Bell-nemlokalitásról lásd még *Koniorczyk Mátyás* kapcsolódó cikkét e számban.) Mivel a kvantumosan viselkedő rendszerek $q_\mathrm{A}(i\,|\,x)$, $q_\mathrm{B}(j\,|\,y)$ válaszfüggvényei speciális esetei az általános $p_\mathrm{A}(i\,|\,x)$, $p_\mathrm{B}(j\,|\,y)$ válaszfüggvényeknek, ezért könnyen látható, hogy a szeparálható eset ((3) minden mérésre) mindig lokális rejtett állapotú ((4) minden mérésre), az pedig mindig lokális rejtett változós ((5) minden mérésre). Visszafelé pedig, a Bell-nemlokális mindig kormányozható, ami pedig mindig összefont. (Van még egy korrelációtípus, a diszkord [12], amelyet a felvázolt egyszerű kísérleti szituációban nem lehet megfogalmazni. A diszkord ezeknél gyengébb, ami összefont, az mindig diszkordáns.) Ezek a fogalmak úgynevezett tiszta kvantumállapotok esetében egybeesnek, de általában nem: van olyan kvantumállapot, ami lokális rejtett változós, de kormányozható (nem lokális rejtett állapotú), illetve ami lokális rejtett állapotú, de összefont (nem szeparálható). Ahhoz, hogy ezekre példát mutassunk, már konkrét kvantumállapotokat kellene felírnunk, mivel a lehetséges q_A, q_B dobozokról kellene tudnunk beszélni, ami nem célja e cikknek. Azért tudtunk példát mutatni Bell-nemlokális esetre az előző fejezetben [13], mert a lokális rejtett változós modell (5) definíciójában csak a lehetséges p_A, p_B klasszikus válaszfüggvényekről kellett beszélnünk. Ezt *eszközfüggetlenségnek* nevezik. A példát a Clauser–Horne–Shimony–Holt-egyenlőtlenség adta [13], amely a Bell-egyenlőtlenségek egy esete. Általánosan Bell-egyenlőtlenségnek nevezzük az (5) lokális rejtett változós modellel leírható mérési statisztikák elemei közötti egyenlőtlenségeket. A 2022. évi fizikai Nobel-díj ez egyenlőtlenség sérülésének kísérleti kimutatását jutalmazta. (Bővebben lásd *Asbóth János* cikkét a *Fizikai Szemle* 2022. novemberi számában [14].)

Irodalom

1. Robert W. Spekkens: Contextuality for preparations, transformations, and unsharp measurements. *Phys. Rev. A* 71 (2005) 052108, doi: 10.1103/PhysRevA.71.052108. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.71.052108.
2. Lorenzo Catani, Matthew Leifer, Giovanni Scala, David Schmid, Robert W. Spekkens: What is nonclassical about uncertainty relations? *arXiv* 2207.11779 [quant-ph] (Jul. 2022) doi: 10.48550/arXiv.2207.11779. URL https://arxiv.org/abs/2207.11779.
3. Michael D. Mazurek, Matthew F. Pusey, Ravi Kunjwal, Kevin J. Resch, Robert W. Spekkens: An experimental test of noncontextuality without unphysical idealizations. *Nature Communications 7/1* (Jun. 2016) doi: 10.1038/ncomms11780. URL https://doi.org/10.1038/ncomms11780.
4. Costantino Budroni, Adán Cabello, Otfried Gühne, Matthias Kleinmann, Jan-Åke Larsson: Kochen-specker contextuality. *Rev. Mod. Phys. 94* (Dec. 2022) 045007, doi: 10.1103/RevModPhys.94.045007. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.94.045007.
5. Sandu Popescu, Daniel Rohrlich: Quantum nonlocality as an axiom. *Foundations of Physics 24* (Mar. 1994) 379–385, doi: 10.1007/BF02058098. URL https://doi.org/10.1007/BF02058098.
6. Reinhard F. Werner: Quantum states with Einstein-Podolsky-Rosen correlations admitting a hidden-variable model. *Phys. Rev. A 40/8* (Oct. 1989) 4277–4281, doi: 10.1103/PhysRevA.40.4277. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.40.4277.
7. Ryszard Horodecki, Paweł Horodecki, Michał Horodecki, Karol Horodecki: Quantum entanglement. *Rev. Mod. Phys. 81* (Jun. 2009) 865–942, doi: 10.1103/RevModPhys.81.865. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.865.
8. Howard M. Wiseman, Steven J. Jones, Andrew C. Doherty: Steering, entanglement, nonlocality, and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Phys. Rev. Lett. 98* (Apr. 2007) 140402, doi: 10.1103/PhysRevLett.98.140402. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.140402.
9. Roope Uola, Ana C. S. Costa, H. Chau Nguyen, Otfried Gühne: Quantum steering. *Rev. Mod. Phys. 92* (Mar. 2020) 015001, doi: 10.1103/RevModPhys.92.015001. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.92.015001.
10. J. S. Bell: On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics Physique Fizika 1* (Nov. 1964) 195–200, doi: 10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195.
11. Nicolas Brunner, Daniel Cavalcanti, Stefano Pironio, Valerio Scarani, Stephanie Wehner: Bell nonlocality. *Rev. Mod. Phys. 86* (Apr. 2014) 419–478, doi: 10.1103/RevModPhys.86.419. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.86.419.
12. Kavan Modi, Aharon Brodutch, Hugo Cable, Tomasz Paterek, Vlatko Vedral: The classical-quantum boundary for correlations: Discord and related measures. *Rev. Mod. Phys. 84* (Nov. 2012) 1655–1707, doi: 10.1103/RevModPhys.84.1655. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.1655.
13. John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony, Richard A. Holt: Proposed experiment to test local hidden variable theories. *Phys.Rev.Lett.* 24 (Mar. 1970) 549–549, doi: 10.1103/PhysRevLett.24.549. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.24.549.
14. Asbóth János: A 2022. évi Nobel-díj: a kvantumos összefonódás, a „kísérteties távolhatás” kísérleti igazolása. *Fizikai Szemle 72* (2022. november) 341.

NEMJELZŐ KORRELÁCIÓK LOGIKAI MEGVALÓSÍTÁSA

Koniorczyk Mátyás
Wigner FK Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet

A nemjelző korrelációk vizsgálatát a kvantummechanikai nemlokalitás megértése motiválta. A nemlokalitás-kutatás, amely *Einstein, Podolsky* és *Rosen* híres cikkével [1] kezdődött, alapja a kvantumos összefonódás, elsőként kvantitatív leírt megnyilvánulása pedig a Bell-egyenlőtlenségek sérülése [2, 3], a kvantummechanika második forradalmát eredményezte. Ennek alkalmazásai a kvantumtitkosítás és a kvantumszámítás; ezek már létező és elérhető technológiák. A terület fontosságát jelzi az is, hogy a szóban forgó jelenségek három jelentős kutatója, *Anton Zeilinger, Alain Aspect* és *John F. Clauser* munkásságát 2022-ben megosztott Nobel-díjjal ismerték el [4].

A következőkben röviden és egyszerűen bemutatjuk a nemjelző korrelációk, és ezen keresztül a Bell-típusú kísérletek alapelemeit. Ezután röviden ismertetünk egy új számítógépes szolgáltatást, amely lehetővé teszi a tárgyalt jelenség demonstrálását, annak élményszerű tanítását, de műszaki fejlesztésekre is használható.

Koniorczyk Mátyás fizikus, dr. Habil. PhD, a Wigner Fizikai Központ SZFI tudományos munkatársa. Fő kutatási területe a kvantuminformatika, elsősorban a nemklasszikus korrelációk vizsgálata, a kvantumoptimalizálás, annak alkalmazásai és kapcsolata a klasszikus operációkutatással.

Két gondolatkísérlet

A következő gondolatkísérleteknek két szereplője lesz, akiket a – kriptográfia szakirodalmi hagyományai szerint Alíznak és Bobnak hívnak. A vizsgált szituációk közös vonása, hogy Alíz és Bob egy ideig egy helyen tartózkodnak majd: beszélhetnek, tárgyakat adhatnak át egymásnak. Azután azonban szigorúan úgy elválasztjuk őket, hogy nem lehetséges köztük a kommunikáció. (Ez akár a speciális relativitáselméletből ismert „térszerű elválasztást” is jelenthet.)

Első kísérletünkben Alíz és Bob egy-egy zárt zsákot kapnak, amelyben egy piros vagy egy fekete golyó található. Alíz a zsákjában azonos valószínűséggel talál majd piros vagy fekete golyót, míg Bob zsákjában Alízéval mindig azonos színű golyó lesz. Ha most az elválasztás után a zsákot kinyitják, mindketten megtudják a náluk lévő golyó színét, de egyúttal a másik golyóét is, hiszen a színek korreláltak.

Matematikailag modellezve a zsákpár két kétértékű, bináris valószínűségi változóval modellezhető: jelölje A Alíz, B pedig Bob változóját. A fekete golyó a bit 0, a piros a bit 1 értékének felel meg, és a két bit teljesen korrelált: együttes eloszlásuk $P(A=0, B=0) = P(A=1, B=1) = 1/2$. Ha sok zsákpárt osztanak meg, akkor egy teljesen korrelált bitsorozat áll rendelkezésükre, amelyet akár titkos kulcsnak is használhatnak valamilyen szimmetrikus kulcsú titkosító protokollhoz. Arra azonban nem alkalmas, hogy egymásnak bármilyen irányba üzenjenek. Az ilyen korrelációkat *nemjelző korrelációnak* nevezzük.

Második gondolatkísérletünk bonyolultabb az elsőnél: most a színük mellett egy másik megfigyelhető tulajdonsága, tömege is legyen a golyóknak. Mind a fekete, mind a piros golyó lehet könnyű vagy nehéz. Tehát a „szín” és „tömeg” tulajdonságok együttesen négyféle golyót határoznak meg. Alíz és Bob most egy-egy ilyen golyót találhat majd a zsákjában. Ami a valószínűségi változók értékeit illeti: a könnyű és fekete is egységesen a 0, míg a nehéz és a piros is az 1 értékhez tartozik.

A felek ebben a kísérletben, miután egymással megszűnt a kommunikációs lehetőségük, azonos valószínűséggel, véletlenszerűen válasszanak, hogy a színt vagy a tömeget figyelik meg. Ezt megtehetik például pénzfeldobással. Alíz esetében jelölje X a választott tulajdonságot; $X = 0$ színmegfigyelésnek, $X = 1$ tömegmegfigyelésnek feleljen meg. Bobnál a megfelelő valószínűségi változó legyen Y. A megfigyelt tulajdonság értékét továbbra is az A és B változók modellezik azzal, hogy szín megfigyelésekor a fekete, tömeg megfigyelésekor a könnyű legyen a nulla. Ezt a helyzetet, vagyis amikor a szétválasztás után Alíz és Bob függetlenül meghatároz valamit, amit a másik nem tudhat meg, és ettől függően végez el valamilyen megfigyelést, Bell-típusú szituációnak nevezzük. Játssza most Alíz és Bob a következő játékot! (A Bell-egyenlőtlenségek ugyanis általában valamiféle játékként is értelmezhetők [5].) A megfigyelendő tulajdonság meghatározása után nyissák ki a zsákot, végezzék el a megfigyelést, és írják fel az X és A, illetve Y és B értékeket. Ezt küldjék el a játékvezetőnek, aki az alábbiak szerint jutalmazza őket:

- Ha legalább egyvalaki színt figyel meg és a megfigyelt érték azonos, *1* forintot kapnak. Ugyanakkor *1* forintot veszítenek, ha az érték különböző. (Megfigyelt értéken az a és b bináris változók számszerű értékét értjük.)
- Ha mindketten tömeget figyelnek meg, akkor kapnak fizetséget, ha a megfigyelt érték (tömeg) különböző. A többi esetben a felek *1* forintot veszítenek.

Az egyes szereplők számára a kifizetés tehát az *1. táblázat* szerint alakul.

1. táblázat

A Clauser–Horne–Shimony–Holt-játék kifizetései

$x\downarrow$	$y\rightarrow$	0		1	
	$a\downarrow$ $b\rightarrow$	0	1	0	1
0	0	1	–1	1	–1
	1	–1	1	–1	1
1	0	1	–1	–1	1
	1	–1	1	1	–1

De mi legyen a zsákokban, hogy Alíz és Bob nyereményének várható értéke a lehető legnagyobb legyen? Mivel Alíz nem ismerheti Y, Bob pedig X értékét, és ezeket előre sem tudjuk megmondani, nemigen tehetünk jobbat, mint hogy például egy-egy egyforma, könnyű fekete golyót teszünk a zsákjukba. Ekkor mindketten fekete/könnyű eredményt kapnak, így az esetek 3/4-ében nyernek, a többi esetben vesztenek. Belátható, hogy zsákokban lévő golyók, vagyis *előre megosztott véletlen erőforrások* használatával nem is lehet ennél nagyobb kifizetést elérni, vagyis a kifizetés várható értékének maximuma 1/2. Ez a feltétel a nevezetes Bell-egyenlőtlenség Clauser–Horne–Shimony–Holt-féle változatának egy alakja. (A névadók közül John F. Clauser az idei év egyik Nobel-díjasa.) A továbbiakban az egyenlőtlenséget „CHSH–Bell-egyenlőtlenségként”, a játékot CHSH-játékként fogjuk említeni.

Fontos megjegyezni, hogy a helyi pénzfeldobás azért volt fontos az X és Y meghatározására, hogy a felek ne tudjanak csalni. Ha ugyanis szabadon választhatnák a megfigyelendő mennyiséget, megállapodhatnának, hogy például mindketten csak a színt figyelik, és így minden esetben nyernének. Ez a részlet a Bell-típusú szituációk fontos jellemzője.

Megmutatható, hogy a zsákban lévő golyók, vagyis az előre megosztott véletlen erőforrások, még a Bell-típusú szituációban sem alkalmasak arra, hogy Alíz és Bob üzenjenek egymásnak. De vajon létezik-e olyan eszköz, amivel Alíz és Bob a CHSH–Bell-egyenlőtlenség által meghatározottnál nagyobb kifizetést érhet el? Ennek vizsgálatához már pontosabb matematikai modellre lesz szükség.

Nemjelző nemlokális dobozok

A zsákban lévő golyómetafora általánosításaként most a következő képre térünk át. Alíznál és Bobnál is egy doboz lesz. A dobozon lesz egy kapcsoló, amellyel Alíz az X, Bob az Y értékét állíthatja be. A doboz ennek hatására Alíznak egy A, Bobnak egy B értéket ír ki. Ha több kísérletet akarnak végezni, akkor egy sorszámbeállítási lehetőség is lesz: megadhatják, hányas számú kísérletet végzik. A doboz minden kísérletet függetlenül végez el, így *viselkedését* egyértelműen meghatározza a $P(A, B\,|\,X, Y)$ *feltételes együttes eloszlás*.

A továbbiakban csak *nemjelző* dobozokkal foglalkozunk. Ezek tulajdonsága, hogy alkalmatlanok arra, hogy akármelyik fél jelezzen a másiknak. Ez a követelmény matematikailag a következőképpen fogalmazható meg: a $P(A, B\,|\,X, Y)$ feltételes együttes eloszlásra megköveteljük, hogy

$$\sum_b P(a, b\,|\,x, y) = \text{áll.} := P(a\,|\,x) \quad \forall\, y, \tag{1}$$

valamint

$$\sum_a P(a, b\,|\,x, y) = \text{áll.} := P(b\,|\,y) \quad \forall\, x \tag{2}$$

teljesüljön, ahol a kis betűkkel jelölt értékek az adott valószínűségi változó lehetséges értékei. Ezek a nemjelző feltételek egy Bell-szituációban kizárják az üzenetküldést a dobozok segítségével, és egyben garantálják a $P(A\,|\,X)$ és $P(B\,|\,Y)$ *lokális feltételes margináлis eloszlások létezését*. Könnyű belátni, hogy Alíz és Bob nem értesülhetnek arról, hogy a másik már elvégezte-e az adott sorszámú kísérletet, mert ez üzenetátvitelt tenne lehetővé. A dobozok használata tehát *aszinkron* módon lehetséges, ami az egyes alkalmazásokban fontos lehet [6].

Mindezek tükrében a CHSH-játékra visszatérve, tekintsük a *2. táblázatban* megadott viselkedésű dobozt (illetve dobozpárt), amelyet a kigondolóiról [7] Popescu–Rohrlich (PR) doboznak neveztek el. Könnyű ellenőrizni a következőket. Ez a feltételes együttes eloszlás teljesíti az (1) és a (2) nemjelző feltételeket: a doboz nem tesz lehetővé kommunikációt. Ennek ellenére azt is beláthatjuk, hogy nem lehet előre megosztott véletlen erőforrással megvalósítani, már csak azért sem, mert a CHSH-játék kifizetésének várható értéke ennél a doboznál 1: Alíz és Bob a doboz használatával mindig nyer. Csupán annyit kell tenniük, hogy az X és Y értékeket beállítják a dobozon, és a doboz kimenetként adott értékét választják. A doboz éppen úgy viselkedik, ahogy az a játékban a legelőnyösebb. Az olyan viselkedésű nemjelző dobozokat, amelyek nem valósíthatók meg előre megosztott véletlen felhasználásával, *nemlokális dobozoknak* mondjuk. De lehet-e egyáltalán nemlokális dobozt készíteni?

2. táblázat

A Popescu–Rohrlich-doboz viselkedése

$x\downarrow$	$y\rightarrow$	0		1	
	$a\downarrow$ $b\rightarrow$	0	1	0	1
0	0	1/2	0	1/2	0
	1	0	1/2	0	1/2
1	0	1/2	0	0	1/2
	1	0	1/2	1/2	0

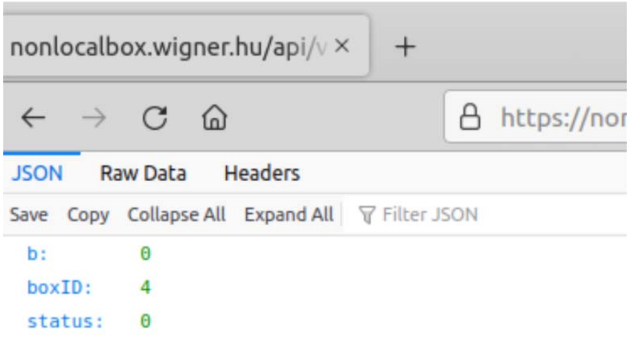
Kvantum és logikai megvalósítások

A nemjelző nemlokális doboz elkészítésének egyik eshetősége, ha a zsákban lévő golyók helyett kétállapotú kvantumrendszereket – jellemzően fotonokat – használunk. Ezt az eshetőséget itt csak röviden említjük, noha éppen ezek a kísérletek hozták a Nobel-díjat érő áttörést. Ilyenkor Alíz és Bob olyan fotonpárokat oszt meg, amelyek polarizációs szabadsági foka *összefonódott kvantumállapotban* van. A kiválasztott megfigyelés (ami a golyóknál a szín vagy tömeg volt) valamilyen irányú lineáris polarizáció mérése; az X és Y két értékének egy-egy jól megválasztott polarizációs iránypár fog megfelelni, az A és B pedig a mérés kimenetele lesz.

Ebben az esetben a két kiválasztható mérés a kvantummechanika szabályai szerint egy adott fotonon egyszerre el sem végezhető. A mi metaforánkban ez csak korlátozottan teljesül, ha a szín megfigyelésekor nem szabad a golyót megemelni, tömeg megfigyelésekor pedig nem szabad a zsákot kinyitni. A kvantummechanikában ezek a „tilalmak” nem egyszerű előírások, hanem természeti törvényből következnek.

Ezzel a módszerrel, vagyis a polarizáció mérésével valóban lehetséges a CHSH–Bell-egyenlőtlenség sértése, noha a CHSH-játékban kapható maximális kifizetés értéke, amit Cirelson-korlátnak [8] nevezünk, $\sqrt{2}/2 \approx 0{,}7071$, elmarad a PR-dobozzal elérhető maximumtól, de meghaladja a Bell–CHSH-egyenlőtlenség által szabott határt. Egyúttal ez az a maximális érték, ami kölcsönhatás nélkül, *kvantumrendszerek előzetes megosztásával* elérhető, hiszen az összefonódott pár tagjai a játék alatt már nem állnak kölcsönhatásban. Ráadásul a korreláció kialakulása azonnali. (Az aszinkron működés pedig a fotonok tárolásával oldható meg.) A kvantummechanikai rendszerek használatával megvalósítható viselkedések nemjelzők [9], azonban, mint látszik, a nemjelző viselkedések halmaza furcsa módon még tágabb, például a PR-dobozt is tartalmazza.

A megvalósítás egy másik eshetősége a következő. Ha megengedjük, hogy a dobozok késleltetéssel mű-



1. ábra. Egy PR-doboz válasza webböngészőben.

ködjenek, és ha a felek nem is, de *maguk a dobozok* egy megbízható, titkosított csatornán kommunikálja-nak, akkor olyan dobozt készíthetünk, ami a felek számára éppen a kívánt viselkedést mutatja, tehát *logikailag* valósítja meg a szóban forgó nemlokálisdoboz-párt. Ha a nemjelző feltételt is előírjuk, ilyen módon bármely nemjelző nemlokális viselkedés – még a kvantumrendszerekkel, tehát legjobb tudásunk szerint általában fizikailag sem létrehozhatók –, például a PR-doboz is megvalósítható.

A logikai megvalósításra alkalmas technológiaként kézenfekvően adódik a számítógépes hálózat használata, a dobozok egy kiszolgálóval való kommunikáció segítségével működhetnek. Megjegyezzük, hogy a számítógépes programok használata a Bell-egyenlőtlenségek kontextusában már korábban is felmerült, elsősorban azok meggyőzésére, akik a világos bizonyítások és bizonyítékok ellenére kétségbe vonják a Bell-korrelációk létezését. Ilyen az úgynevezett „quantum Randi challenge” [10, 11], amelynek célja – *ad hoc,* lokális számítógépes programokkal – annak demonstrálása, hogy előre kiosztott klasszikus erőforrásokkal nem reprodukálható az ugyancsak előre kiosztott kvantumrendszerekkel elérhető maximális nyeremény egy bizonyos játékban. Ezzel szemben a nemjelző korrelációk logikai megvalósításának motivációja inkább technológiai természetű. A cél a megfelelő viselkedésű dobozok előállítása úgy, hogy azok „bevallottan” egy megbízható szolgáltatóval, lehetőleg egy szoftvertechnológiai szempontból bevett megoldással kommunikálnak a hálózaton keresztül.

A Wigner Fizikai Kutatóközpontban működő kutatócsoportunkkal megvalósítottunk egy ilyen szolgáltatást, ami a hasonló feladatokban legelterjedtebben használt RESTFul Web API-t biztosít [12]. A szolgáltatás regisztráció után tanítási és kutatási célra ingyenesen használható.[1] Az API technológia előnye, hogy a legtöbb programnyelv támogatja, így a szolgáltatáshoz sokféle „doboz”, vagyis kliensprogram fejleszthető, jelenleg több ilyen kidolgozása zajlik, amelyek a tanórai használatot kényelmessé fogják tenni. A szolgáltatás alkalmas olyan titkosító és más kommunikációs protokollok tervezésére és tesztelésére is, amelyek a jövőben kvantumhardverrel kerülhetnek megvalósításra.

A kipróbáláshoz azonban elegendő egy webböngésző is. Az *1. ábrán* egy böngészőablak részlete látható egy PR-doboz használata közben. A felhasználó itt Bob szerepében van, és a következő URL-t nyitotta meg:

```
https://nonlocalbox.wigner.hu/api/v1/
useBox
?apiKey=XXX
&boxID=4
&transactionID=202209140101
&y=0
```

(Az olvashatóság érdekében sortöréseket alkalmaztunk; az URL egybe írandó.) Az `apiKey`-paraméter értékében `XXX` helyett értelemszerűen a felhasználó regisztrációkor kapott titkos, úgynevezett API-kulcsa írandó, amely azonosítja a felhasználót és feljogosítja a rendszer használatára. Bob itt a 4-es azonosítójú dobozt használja éppen, amely egyébként egy Popescu–Rohrlich-doboz, a 202209140101. számú kísérletben (ezt jellemzően a dátumból és egy sorszámból szoktuk kirakni), és $y = 0$-t választott bemenetnek. Az eredmény pedig, mint az *1. ábrán* látszik, $b = 0$ lett. A `status` 0 értéke a doboz működésének sikerességét jelzi vissza.

Az API segítségével – mint látszik – könnyen kipróbálhatunk nemjelző dobozokra épülő kísérleteket, élményszerűvé téve a szóban forgó fogalmakkal való ismerkedést. Ilyen lehet maga a CHSH-játék kipróbálása, ami alapján a Bell-egyenlőtlenség alapgondolata középiskolás szinten is megérthető. Dobozként PR-dobozt is használhatunk, de a fotonokra épülő kvantumdoboz viselkedése is beállítható. Mindez jó alapot jelenthet a nemlokális korrelációk kiterjedt elméletében [13, 14] és alkalmazásaiban való elmélyülésre.

[1] A részleteket lásd a szolgáltatás https://wigner.hu/nonlocalbox honlapján.

Irodalom

1. A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen: Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev. 47* (May 1935) 777–780.
2. J. S. Bell: On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics Physique Fizika 1* (Nov. 1964) 195–200.
3. John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony, Richard A. Holt: Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett. 23* (Oct. 1969) 880–884.
4. The Nobel prize in physics 2022. https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2022/summary Accessed: 2022-12-20.
5. Mátyás Koniorczyk, András Bodor, Miklós Pintér: Ex ante versus ex post equilibria in classical bayesian games with a nonlocal resource. *Phys. Rev. A 101* (Jun. 2020) 062115.
6. András Bodor, Orsolya Kálmán, Mátyás Koniorczyk: Error-free interconversion of nonlocal boxes. *Phys. Rev. A 106* (Jul. 2022) 012223.
7. Sandu Popescu, Daniel Rohrlich: Quantum nonlocality as an axiom. *Foundations of Physics 24(3)* (March 1994) 379–385.
8. B. S. Cirel'son: Quantum generalizations of Bell's inequality. *Lett. Math. Phys. 4(2)* (March 1980) 93–100.
9. M. Koniorczyk, András Bodor: No-signaling in quantum mechanics. *Journal of Russian Laser Research 39* (2018) 376–381.

10. Sascha Vongehr: Exploring inequality violations by classical hidden variables numerically. *Annals of Physics 339* (Dec. 2013) 81–88.
11. Richard D. Gill: Statistics, causality and Bell's theorem. *Statist. Sci. 29(4)* (Nov. 2014).
12. Mátyás Koniorczyk, Péter Naszvadi, András Bodor, Ottó Hanyecz, Peter Adam, Miklós Pintér: Simulating nonlocal no-signaling boxes. arXiv:2212.06769 [quant-ph] (December 2022).
13. Nicolas Brunner, Daniel Cavalcanti, Stefano Pironio, Valerio Scarani, Stephanie Wehner: Bell nonlocality. *Rev. Mod. Phys. 86* (Apr. 2014) 419–478.
14. Koon Tong Goh, Jędrzej Kaniewski, Elie Wolfe, Tamás Vértesi, Xingyao Wu, Yu Cai, Yeong-Cherng Liang, Valerio Scarani: Geometry of the set of quantum correlations. *Phys. Rev. A 97* (Feb. 2018) 022104.

MI A KVANTUMÁLLAPOT?

Szabó Gábor
BTK, Filozófiai Intézet

Mi a kvantumállapot? Egyedi részecskék valóságos tulajdonsága vagy csupán egy könyvelési eszköz, amellyel leírjuk egy rendszeren végrehajtott mérések kimeneti statisztikáját?

Bevezetés

A kvantumállapot ontológiai státusára vonatkozó fenti kérdés a kétezres évek elejétől kezdve kapott hangsúlyt az elmélet alapjaival foglalkozó kutatók körében. A kvantumelmélet ontológiai modelljeinek (rejtett paraméteres elméleteinek) kérdése természetesen sokkal régebbi probléma. *Neumann János,* valamint *Jauch* és *Piron no-go* tételei, az Einsten–Podolsky–Rosen (EPR) argumentum és *Einstein* későbbi nemteljességi argumentumai, a Bohm-elmélet, a Bell-egyenlőtlenségek és a Kochen–Specker-tételek mind-mind e bonyolult történet egy-egy alfejezete. A kérdés azonban, hogy vajon a hullámfüggvény részét képezi-e a kvantumelmélet ontológiájának, csak azután került a figyelem középpontjába, miután *Rob Spekkens* (2005) az operacionalista elméletek és a kontextualitás egy igen általános megfogalmazását adta, erre támaszkodva *Nicholas Harrigan* és Spekkens (2010) elkülönítette az úgynevezett Ψ-ontikus és Ψ-episztemikus ontológiai modelleket, végül pedig *Matthew Pusey, Jonathan Barrett* és *Terry Rudolph* (2012) bebizonyították a PBR-tételt. A PBR-tétel pozitív választ adott a fenti kérdésre, megmutatva, hogy a kvantumállapot az elmélet ontológiájához kell tartozzon – legalábbis, ha feltesszük, hogy az elmélet rendelkezik ontológiai modellel.

Szabó Gábor tudományos tanácsadó a BTK Filozófiai Intézetében. Kutatási területe a modern fizika filozófiai alapjai, valamint a kauzalitás és valószínűség metafizikája.

A PBR-tétel a kvantumállapot ontológiai státusára vonatkozó ma ismert legfontosabb tétel. E cikkben a tételhez vezető út néhány stációját szeretném ismertetni.

A kvantumállapot maga a preparáció?

Mi tehát a kvantumállapot?

A kérdés megválaszolásához először azt kell tisztáznunk, hogy milyen szerepet játszik a fogalom a kvantumelméletben. A kvantumállapot legfontosabb szerepe, hogy meghatározza a megfigyelhető mennyiségek lehetséges értékeinek valószínűségeit. A

$$\langle \boldsymbol{\Psi}, \boldsymbol{P_A} \boldsymbol{\Psi} \rangle$$

kifejezés megadja egy $\boldsymbol{A}$ obszervábilis $\boldsymbol{P_A}$ spektrális projektorához tartozó valószínűséget. Kérdés, mi e valószínűség fizikai jelentése?

Az operacionalista interpretáció szerint ez a kifejezés egy mérési kimenet relatív gyakoriságát adja meg. Legyen *S* egy fizikai rendszer, amelyet különféle *P* állapotokban preparálhatunk és rajta különböző *M* méréseket hajthatunk végre *X* kimenetekkel. A mérési kimenetek mérésekre és preparációkra vett relatív gyakoriságát a

$$\{p(X \mid M \ \& \ P) : \ \forall \ M, \ P\}$$

feltételes valószínűségek fogják megadni. A feltételes valószínűségek ilyen összességét az adott rendszerre vonatkozó *operacionalista elméletnek* nevezzük.

A kvantumelmélet operacionalista interpretációja tehát a fenti kvantumvalószínűséget egy feltételes valószínűséggel azonosítja:

$$\langle \boldsymbol{\Psi}, \boldsymbol{P_A} \boldsymbol{\Psi} \rangle = p(X \mid M \ \& \ P),$$

vagyis a $\boldsymbol{\Psi}$ kvantumállapot egy *P* preparációt,[1] az $\boldsymbol{A}$ obszervábilis egy *M* mérést, az $\boldsymbol{P_A}$ spektrális projektor pedig egy *X* mérési kimenetet reprezentál.

[1]Pontosabban – amint majd látjuk – preparációk egy ekvivalenciaosztályát.

Ezzel el is dőlt a válasz kérdésünkre: a kvantumállapot a fizikai rendszerek preparációjára vonatkozik. Ezzel kapcsolatban azonban rögtön két probléma is felmerül. Az egyik az, hogy a megfeleltetés a kvantumállapotok és a preparációk között nem egy-egyértelmű: bármely két preparáció, amely nem különböztethető meg semmilyen mérés segítségével, vagyis azonos kimeneti statisztikát eredményez az összes mérésre, ugyanazzal a kvantumállapottal lesz reprezentálva. Az ilyen preparációkat *operacionálisan ekvivalens preparációknak* nevezzük:

$$P_1 \sim P_2: \;\; p(X \mid M \;\&\; P_1) = p(X \mid M \;\&\; P_2) \quad \forall\, M.$$

Hasonlóan, azokat a mérési eljárásokat, amelyek minden preparációra azonos kimeneti statisztikát adnak, és így azonos önadjungált operátorral reprezentálunk, *operacionálisan ekvivalens méréseknek* nevezzük:

$$M_1 \sim M_2: \;\; p(X \mid M_1 \;\&\; P) = p(X \mid M_2 \;\&\; P) \quad \forall\, P.$$

A kvantumállapot és az önadjungált operátorok tehát preparációk és mérések ekvivalenciaosztályait reprezentálják:

$$\begin{array}{ccccccc} & \boldsymbol{\Psi} & & & & \boldsymbol{A} & \\ \swarrow & & \searrow & & \swarrow & & \searrow \\ P_1 & \sim & P_2 & & M_1 & \sim & M_2 \end{array}$$

Egy egyszerű példával szemléltetve: a $\boldsymbol{\sigma_z}$ operátorral egyaránt reprezentálhatjuk azt az M_1 mérést, amely egy fotonnyaláb útjába helyezett függőleges orientációjú polaroidból és egy detektorból áll, és azt a vele operacionálisan ekvivalens M_2 mérést, amely egy, a nyalábot függőleges és vízszintes résznyalábokra bontó kettőstörő kristályból, valamint egy, a függőleges résznyaláb útjába helyezett detektorból áll.

A másik probléma a kvantumállapotok és a preparációk azonosításával a következő. Képzeljünk el különféle gyárakat, amelyekben dobókockákat gyártanak, némelyikben szimmetrikus, másokban cinkelt kockát. A kockákon méréseket végzünk, vagyis dobálni kezdünk velük, és megállapítjuk az egyes oldalak relatív gyakoriságát. A kapott mérési adatok alapján összeírhatjuk az egyes kimenetek feltételes valószínűségét arra a feltételre nézve, hogy az illető kockát az egyik vagy a másik gyárban gyártották. Nyilvánvaló azonban, hogy a kimeneti statisztikáért közvetlenül nem azok a gyárak lesznek felelősek, ahol a kockákat esetleg évekkel ezelőtt elkészítették, hanem a kockáknak egy bizonyos jelenbeli tulajdonsága, nevezetesen a súlyeloszlásuk. A gyárak csak közvetve játszanak szerepet a kimeneti statisztikák magyarázatában, amennyiben a megfelelő súlyeloszlású kockák előállításáért felelősek. A preparációs eljárás és a mérés közé tehát még be kell iktatnunk egy közbülső tulajdonságot, a kocka súlyeloszlását, amely egyfelől kauzálisan függ a gyártási folyamattól, másrészt kauzálisan felelős a kimeneti statisztikáért:

kockagyár → kocka súlyeloszlása →
dobások statisztikája

Hasonlóan, amikor egy adott részecskén méréseket végzünk, jó okunk van feltételezni, hogy a kimeneti statisztikáért nem közvetlenül a preparáció a felelős, hanem a preparáció révén a fizikai rendszerben kialakult valamilyen tulajdonság. A kérdés tehát az, hogy tekinthetjük-e a kvantumállapotot az egyedi részecskék ilyen – a kockák súlyeloszlásához hasonló – tulajdonságnak:

preparáció → Ψ → mérési statisztika

A kérdés eldöntéséhez meg kell ismerkednünk az ontológiai modell fogalmával.

Ψ-ontikus és Ψ-episztemikus modellek

Operacionalista értelmezésben a kvantumelmélet pusztán mérési kimenetek statisztikáját írja le, de nem ad számot azon tulajdonságokról, amelyek a mérési kimenetekért felelősek. Ezt a mélyebb ontológiai szintet, ha van ilyen, az elmélet ontológiai (rejtett paraméteres) modelljei írják le. Egy operacionalista elmélet *ontológiai modelljét* három dolog jellemzi: az *ontikus állapotok* $\Lambda = \{\lambda\}$ *halmaza,* az ontikus állapotok egyes preparációkhoz tartozó *valószínűségi eloszlása*

$$\{p(\lambda \mid P): \; \forall\, P\},$$

valamint az ontikus állapotok egyes mérésekre adott *válaszfüggvényei*

$$\{p(X \mid M \;\&\; \lambda): \; \forall\, M, \lambda\}.$$

Az ontológiai modell *kimenetdeterminisztikus,* ha minden válaszfüggvény értéke 0 vagy 1:

$$p(X \mid M \;\&\; \lambda) \in \{0, 1\} \quad \forall\, M, \lambda.$$

Az ontológia modell feladata az, hogy rekonstruálja az operációs elmélet valószínűségeit:

$$p(X \mid M \;\&\; P) = \sum_\lambda p(X \mid M \;\&\; \lambda)\, p(\lambda \mid P) \quad \forall\, M, P.$$

Az ontológiai modell mind a preparációra, mind a mérésekre vonatkozóan lehet *kontextuális* vagy *nemkontextuális* [1, 2]. A nemkontextuális modelleket az jellemzi, hogy az ontológia szintjén reprodukálják az operacionalista elmélet preparációs, illetve mérési ekvivalenciaosztályait. Pontosabban, egy ontológiai modell *preparáció-nemkontextuális,* ha ekvivalens – vagyis azonos kvantumállapottal reprezentált – preparációkhoz azonos eloszlásfüggvények tartoznak:

$$p(\lambda \mid P_1) = p(\lambda \mid P_2) \quad \forall\, P_1 \sim P_2$$

és *mérés-nemkontextuális,* ha az ekvivalens – vagyis azonos operátorokkal reprezentált – mérésekhez tartozó válaszfüggvények azonosak:

$$p(X \mid M_1 \ \& \ \lambda) = p(X \mid M_2 \ \& \ \lambda) \quad \forall \ M_1 \sim M_2 \text{ és } \lambda.$$

Az előző fejezetben tárgyalt példánk esetében a mérés-nemkontextualitás azt jelenti, hogy feltételezzük, egy adott nyalábban pontosan azok a fotonok haladnak át a polaroidon és érkeznek meg a detektorba, amely fotonokat a kettőstörő kristály a függőleges résznyalábba juttatja. Vegyük észre, hogy a feltételezés, jóllehet észszerű, mégis csak feltételezés, hiszen a polaroiddal és a kettőstörővel végzett mérés nem végezhető el egyszerre ugyanazon a fotonon.

Most térjünk vissza eredeti kérdésünkhöz: a részecskék valóságos tulajdonsága-e a kvantumállapot?

Mit jelent ez a kérdés?

Egy analógia segíthet a kérdés értelmezésében. A gázok valóságos tulajdonsága-e a hőmérséklet? Igen, két okból is. Egyfelől rendelkezünk hőmérővel, amely épp ezt a tulajdonságot méri, másfelől – és ez lesz most fontos – a hőmérséklet a gáz mikroállapotainak függvénye. Ez annyit jelent, hogy minden mikroállapot meghatározza a gáz hőmérsékletét, vagyis nem fordulhat elő, hogy két különböző hőmérsékletű gáz mikroállapota pontosan ugyanolyan legyen. Röviden, a hőmérséklet makroállapot.

Amikor tehát azt kérdezzük, hogy a kvantumállapot a részecskék valóságos tulajdonsága-e, akkor valójában azt kérdezzük, hogy gondolhatunk-e a kvantumállapotra úgy, mint egy, az ontikus állapotok feletti *coarse-grained* makroállapotra. Ennek az a feltétele, hogy két különböző kvantumállapottal jellemzett rendszer ne lehessen ugyanabban az ontikus állapotban. Ez az, amit az irodalomban Ψ-onticitásnak neveznek [3].

A Ψ-onticitást, illetve Ψ-episztemicitást a következőképpen definiáljuk. Vegyünk két különböző (nem feltétlenül merőleges) kvantumállapotot, Ψ-t és Ψ'-t és két hozzájuk tartozó preparációt, P_Ψ-t és $P_{\Psi'}$-t. Tekintsük a preparációkhoz tartozó két eloszlást, $p(\lambda \mid P_\Psi)$-t és $p(\lambda \mid P_\Psi)$-t. Előfordulhat, hogy egyazon λ ontikus állapotú rendszer mindkét eloszlásban szerepel (nem zéró valószínűséggel), azaz a két eloszlásfüggvény tartójának (a nem zéró valószínűségű ontikus állapotok két halmazának) van közös része. Ilyen esetben az ontológiai modellt ***Ψ-episztemikusnak*** nevezzük:

$$\mathrm{Supp}\big(p(\lambda \mid P_\Psi)\big) \cap \mathrm{Supp}\big(p(\lambda \mid P_{\Psi'})\big) \neq 0 \quad \exists \ \Psi \neq \Psi'.$$

Ha azonban a tartók bármely két különböző kvantumállapotra diszjunktak, akkor a modell ***Ψ-ontikus:***

$$\mathrm{Supp}\big(p(\lambda \mid P_\Psi)\big) \cap \mathrm{Supp}\big(p(\lambda \mid P_{\Psi'})\big) = 0 \quad \forall \ \Psi \neq \Psi'.$$

Amint említettük, amennyiben a kvantumelméletnek, mint operacionalista elméletnek van Ψ-ontikus ontológiai modellje, akkor bármely ontikus állapot egyértelműen meghatároz egy kvantumállapotot, azaz a kvantumállapot a rendszer egyfajta makroszkopikus tulajdonságának tekinthető. Az is előfordulhat, hogy a kvantumállapot maga az ontikus állapot, vagyis a rendszer mikroállapota: ilyenkor az ontológia modellt ***Ψ-teljesnek*** mondjuk. A Ψ-teljes modellek tehát speciális Ψ-ontikus modellek.

Mit jelent az, hogy egy modell Ψ-episztemikus?

Ebben az esetben van olyan ontikus állapot, amely két különböző kvantumállapottal kompatibilis. Ez azt jelenti, hogy a kvantumállapot nem tekinthető makroállapotnak, az ontikus állapotok terében egyfajta *coarse-grainingnek,* azaz az ontikus állapotok függvényének. Ebből a tényből – véleményem szerint – még nem következik, hogy a kvantumállapot episztemikus, vagyis a rendszerről szerzett tudásunkat jellemző tulajdonság lenne. Egyrészt a hőmérséklet is episztemikus fogalom abban az értelemben, hogy ignoranciát foglal magában, azaz ismerete nem jelenti a rendszer kimerítő (a gáz mikroállapotának) ismeretét. Másrészt az önmagában is furcsa volna, ha egy tulajdonság metafizikai státusát pusztán matematikai meggondolásokkal is el lehetne dönteni. Akárhogy is van, az irodalomban a fenti tulajdonsággal rendelkező ontológiai modelleket Ψ-episztemikusnak nevezik.

Milyen érvek szólnak a kvantumállapot onticitása, illetve episztemicitása mellett [4]?

Az episztemicitás melletti legfőbb érv a hullámfüggvény kollapszusa, vagyis nem lokális változása. Ha a hullámfüggvény csupán a rendszerről szerezhető tudásunkat kódolja, nem pedig valamilyen valós fizikai folyamatot ír le, akkor pillanatszerű változása nem jelent problémát a relativitáselmélet szempontjából, mivel az csak valódi fizikai folyamatok sebességére jelent korlátozást. Hasonlóan, a kvantumállapot episztemicitása mellett szól, hogy – a hőmérséklettől vagy a kockák súlypontjától eltérően – a kvantumállapotok nem különböztethetők meg egyetlen méréssel. Ha a kvantumállapot ontikus, miért nem tudunk két különböző (nem ortogonális) kvantumállapotot megkülönböztetni? Végül a kevert állapotok nem egyértelmű dekomponálhatósága tiszta állapotokra is az episztemicitás melletti érv, amennyiben feltesszük a preparáció-nemkontextualitást. Ha $|0\rangle$ és $|1\rangle$ ontikusan különböző állapotok, mint $|+\rangle$ és $|-\rangle$, akkor – mivel az $1/2(|0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|)$ és az $1/2(|+\rangle\langle +| + |-\rangle\langle -|)$ is ugyanazt az $1/2\,I$ maximálisan kevert állapotot adja – a modell preparációkontextuális lesz, mivel a két ekvivalens preparációt különböző tartójú eloszlásfüggvények reprezentálják.

A hullámfüggvény onticitása melletti legerősebb érv az, hogy a kvantumelmélet eddig ismert összes ontológiai modellje (Bohm-elmélet, modális interpretáció stb.) Ψ-ontikus. Jelenleg nem ismert a kvantumelmélet Ψ-episztemikus modellje.

Érdemes röviden végigtekinteni a kvantumelmélet különféle interpretációin a Ψ-onticitás, illetve Ψ-episztemicitás szempontjából.

A Ψ-teljes modellek közé tartoznak az objektív kollapszuselméletek valamint a sokvilágelmélet, ahol a hullámfüggvény az individuális részecskéket jellemző, tovább nem finomítható leírás. A Bohm-elmélet szintén Ψ-ontikus, de nem Ψ-teljes, mivel a hullámfüggvény mellett a részecskék pozíciója is az ontológia részét képezi. Egy ontikus állapot a Bohm-elméletben egy (Ψ, x) pár. A kvantumállapot tehát egy makrotulajdonság, amely a részecskék helyének megadásával válik ontikus állapottá (mikrotulajdonsággá). Hasonlóan nem Ψ-teljes interpretáció a modális interpretáció.

Ψ-episztemikus elméletnek szokás tekinteni a koppenhágai (ortodox) interpretációt, a kvantumbayesianizmust, *Carlo Rovelli* relácionista kvantummechanikáját, mivel ezekben az interpretációkban a kvantumállapot nem része az elmélet ontológiájának, hanem pusztán az események valószínűségének előrejelzésére szolgáló matematikai eszköz. Vegyük észre azonban, hogy a szó szoros értelmében ezek az interpretációk nem Ψ-episztemikusak, mivel egyik interpretáció sem rendelkezik ontológiai modellel. Ontológiai modell nélkül azonban nincsenek ontikus állapotok sem, és így értelmetlen lesz a kérdés, hogy egy ontikus állapot tartozhat-e különböző kvantumállapotok alá vagy sem.

Végül megemlíthetjük még, hogy a statisztikus interpretáció – amely szerint a kvantumállapot valóságos tulajdonság ugyan, de nem az individuális rendszeré, hanem egy statisztikus sokaságé – szintén nem Ψ-episztemikus elmélet (bár sokszor annak tekintik), mivel két különböző kvantumállapottal rendelkező statisztikus sokaság triviálisan nem lehet ugyanabban az ontikus állapotban [5].

De el lehet-e dönteni, hogy melyik interpretációnak van igaza, vagyis hogy a kvantumállapot része-e az ontológiának?

A PBR-tétel

2012-ben Matthew Pusey, Jonathan Barrett és Terry Rudolph (PBR) bebizonyították, hogy néhány igen természetes feltétel mellett a kvantumelmélet minden ontológiai modellje Ψ-ontikus kell legyen [6].

A bizonyítás első lépéseként egy z irányban felfelé és egy x irányban felfelé preparált ($P_{|0\rangle}$ és $P_{|+\rangle}$ állapotú) részecskenyalábot veszünk, és megmutatjuk, hogy a két nyalábból nem lehet úgy egy-egy részecskét kiválasztani, hogy azok minden ontikus tulajdonságukban megegyezzenek.

A bizonyítás indirekt módon halad. Tegyük fel, hogy a két nyalábban van egy-egy ilyen részecske. Ekkor van ilyen részecskepár a nyalábok alábbi négy kombinációjában is:

$$P_{|00\rangle} \quad P_{|0+\rangle} \quad P_{|+0\rangle} \quad P_{|++\rangle}.$$

Hajtsuk végre a négy nyaláb mindegyikén az alábbi bázisvektorokkal jellemezhető mérést:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\big(|01\rangle + |10\rangle\big) \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|0-\rangle + |1+\rangle\big)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\big(|+1\rangle + |-0\rangle\big) \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|+-\rangle + |-+\rangle\big)$$

Mivel mindegyik bázisvektor merőleges valamelyik preparációs vektorra:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\big(|01\rangle + |10\rangle\big) \perp |00\rangle \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|0-\rangle + |1+\rangle\big) \perp |0+\rangle$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\big(|+1\rangle + |-0\rangle\big) \perp |+0\rangle \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|+-\rangle + |-+\rangle\big) \perp |++\rangle$$

így mindegyik nyalábban a mérés egyik kimenete lehetetlen lesz. Vagyis a kiválasztott részecskepárunk nem adhatja az első kimenetet, ha az a $P_{|00\rangle}$ nyalábban van, nem adhatja a második kimenetet, ha a $P_{|0+\rangle}$ nyalábban van stb. Azonban ez a kimenet nem függhet attól, hogy a részecskepárunk éppen melyik nyalábban van. A kimenet csak az ontikus állapottól függhet. Ez viszont azt jelenti, hogy a fenti mérés mind a négy kimenete lehetetlen lesz az adott részecskepáron. A fenti mérés egyszerűen nem adhat kimenetet. Az ellentmondást elkerülendő kénytelenek vagyunk azt mondani, hogy az eredeti két nyaláb nem tartalmazhat teljesen azonos ontikus állapotú részecskéket.

A bizonyítást nem csak a $|0\rangle$ és a $|+\rangle$ kvantumállapotra működik. Az általános bizonyításhoz azonban nem négy, hanem 2^n különféle nyaláb szükséges, ahol n a két kvantumállapot által bezárt szögtől függ. A bizonyítás egy olyan 2^n bázisvektorral jellemezhető mérés megkonstruálásából áll, amelynek minden egyes kimenete merőleges valamelyik nyalábra.

De vajon bizonyítja-e a PBR-tétel, hogy a kvantumállapot az ontológia része?

Nem feltétlenül. Egy kvantumbayesianus például, aki szerint a kvantumelmélet csupán atomi eseményekre vonatkozó szubjektív valószínűségeinket írja le, minden nehézség nélkül tagadhatja, hogy a kvantumelméletnek lenne bármilyen, akár Ψ-ontikus, akár Ψ-episztemikus ontológiai modellje. Hasonlóan, egy operacionalista is gondolhat úgy a kvantumelméletre, mint ami pusztán mérési kimenetek statisztikájának előrejelzésére szolgáló elméleti eszköz. A PBR-tétel tehát nem kötelezhet bennünket arra, hogy a kvantumelmélet mögött fundamentális ontológiát (rejtett paramétereket) feltételezzünk, csupán azt mutatja meg, hogy ha mégis így döntünk, akkor az ontológiának a kvantumállapot is része lesz.

De még ez sem teljesen igaz. A PBR-tétel bizonyítása óta eltelt tíz évben rengeteg tanulmány született a tétel előfeltevéseiről. A bizonyításban központi szerepet játszó kétszeresen (illetve n-szeresen) összetett rendszer ontikus állapotterének matematikai reprezentációját, illetve fizikai értelmezését számos szerző illette kritikával. Másképp szólva, még az ontológiai modellek elfogadása mellett is lehet érveket felhozni a kvantumállapot ontológiai jellegével szemben. Mindezen kritikák ellenére azonban a témával foglalkozók között egyre szélesebb konszenzus kezd kialakulni arról, hogy a kvantumállapot valóban része az elmélet ontológiájának. A kvantumállapot valóban az individuális részecskék tulajdonsága.

Összefoglalás

Az elmúlt két évtizedben jelentős előrelépés történt azon fogalmak tisztázása és matematikai megfogalmazása terén, amelyek a kvantumállapot ontológiai státusának eldöntését lehetővé tették. A PBR-tétel egyértelmű válasszal szolgált és – a Bell-egyenlőtlenségek és a lokalitás viszonyához hasonlóan – világossá tette, hogy milyen feltevéseket kell elvetnünk ahhoz, hogy a kvantumállapot ontológiai státusát megkérdőjelezhessük. Ezen fogalmak pontos reprezentációja ahhoz is hozzájárult, hogy a Ψ-onticitást, a kontextualitást, az (itt most nem definiált) lokalitást, a kimenetdeterminisztikusságot stb. összekötő bonyolult viszonyról is tisztább képet alkothassunk. Ezért álljon itt végezetül néhány tétel, amely ezt a bonyolult viszonyt példázza [1]:

1. A Ψ-ontikus modellek preparációkontextuálisak.
2. A Ψ-teljes modellek kimenetindeterminisztikusak.
3. A Ψ-ontikus modellek nem lokálisak.

Jegyezzük meg, hogy ez utóbbi tétel azért különösen érdekes, mivel azt mutatja, hogy a lokális Ψ-ontikus modellek kizárása a Bell-egyenlőtlenségek nélkül is lehetséges. Einstein kései (az EPR-argumentum utáni) érvei éppen ilyen jellegű érvek voltak [7].

A kvantumállapot ontológiájáról további érdekes eszmefuttatások találhatók az [5, valamint 8–10] tanulmányokban.

Irodalom

1. R. W. Spekkens: Contextuality for preparations transformations and unsharp measurements. *Phys. Rev. A 71* (2005) 052108.
2. G. Hofer-Szabó: Commutativity, comeasurability, and contextuality in the Kochen–Specker arguments. *Phil. Sci. 88* (2021) 483–510.
3. N. Harrigan, R. Spekkens: Einstein, Incompleteness, and the Epistemic View of Quantum States. *Found. Phys. 40* (2010) 125–157.
4. M. Leifer: Is the Quantum State Real? An Extended Review of Ψ-ontology Theorems. *Quanta 3/1* (2014) 67–155.
5. A. Oldofredi, C. Lopez: On the Classification Between Ψ-Ontic and Ψ-Epistemic Ontological Models. *Found. Phys. 50* (2020) 1315–1345.
6. M. Pusey, J. Barrett, T. Rudolph: On the reality of the quantum state. *Nature Physics 8* (2012) 475–478.
7. M. Gömöri, G. Hofer-Szabó: On the meaning of EPR's reality criterion. *Synthese 199* (2021) 13441–13469.
8. B. Feintzeig: Can the ontological models framework accommodate Bohmian mechanics? *Stud. Hist. Phil. Mod. Phys. 48* (2014) 59–67.
9. Y. Ben-Menahem: The PBR theorem: Whose side is it on? *Stud. Hist. Phil. Mod. Phys. 57* (2017) 80–88.
10. H. Halvorson: To Be a Realist about Quantum Theory. In: O. Lombardi, S. Fortin, C. López, F. Holik (eds.), *Quantum Worlds: Perspectives on the Ontology of Quantum Mechanics.* Cambridge University Press, Cambridge (2019) 133–163.

REFLEKTORFÉNYBEN

FÉNY–ANYAG-KÖLCSÖNHATÁS

Úton az ultraerős csatolás tartományába

Vukics András
Wigner FK Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet

Egyetemi évek

1997-ben kezdtem a fizikus szakot az ELTE-n. Felvételt nyertem a Bolyai Kollégiumba, ami egyetemi éveim alatt inspiráló közeget biztosított, és komoly szerepet játszott abban, hogy kutató lettem. Az egyetemen az interdiszciplináris irányok érdekeltek leginkább, ezért kezdtem az ELTE Biológiai Fizika Tanszékén TDK-zni, ahol először *Vicsek Tamás* csoportjában a molekuláris motorok modelljeiként vizsgáltam granuláris anyagokat [1], majd *Meszéna Gézával* az evolúciós adaptáció dinamikáját tanulmányoztam [2]. Az interdiszciplinaritás lehetősége miatt választottam a statisztikus fizika szakirányt és ugyanez vonzott a kvantuminformatika felé is. A kvantuminformatikai, illetve kvantumoptikai orientációmat megerősítette, hogy 2000 és 2003 között a rövid életű ENS Europe program keretében a párizsi École Normale Supérieure növendéke voltam, ahol a *Serge Haroche* mikrohullámú rezonátoros kvantumelektrodinamika csoportjában dolgozó *Michel Brune* volt a mentorom. Az akkor még osztatlan ELTE-s fizi-

Vukics András fizikus 2003-ban végzett az ELTE-n, 2007-ben doktorált a Szegedi Tudományegyetemen. Posztdoktori évei után a Wigner Fizikai Kutatóközpontban helyezkedett el, ahol jelenleg főmunkatárs és a Kvantumoptika és Kvantuminformatika Osztály vezetője. Kutatási területe a mikro- és mezoszkopikus nyílt kvantumrendszerek dinamikájának elméleti, komputációs és kísérleti vizsgálata.

kus diploma mellé az École-ban egy MSc-nek megfelelő diplomát szereztem.

Kétlaki időszakom alatt, 2001-ben TDK-ként kezdtem dolgozni a mai Wigner FK Kvantumoptika és Kvantuminformatika Osztályának ősénél, a *Janszky József* által vezetett kvantumoptika csoportnál (MTA Szilárdtestfizikai Kutatóintézet, Kristályfizika Főosztály). Ebben az időszakban a kvantuminformatika még nem vált önálló tudományterületté, a kvantumoptikával – amely történetileg egyik gyökere – különösen erősen fonódott össze. A Janszky-csoportbeli TDK munkám is e kettő ötvözete volt: a kvantumteleportációhoz használt Bell-párok előállításánál a nemlineáris optikai kristályban (például BBO) fellépő zavaró tényezőket és ezek protokoll hűségére gyakorolt hatását modelleztem [3]. Janszky tudományszociológiai felfogásának részét képezte, hogy a fiatalokat korán be kell vezetni a tudományos közösségbe, így ezzel a témával már nemzetközi konferenciákon is részt vehettem. A csoport „klasszikus” kvantumoptikai vonalához kapcsolódott *Domokos Péter,* ugyan ekkoriban csak lazán, mert az Innsbrucki Egyetemen volt posztdok *Helmut Ritsch* csoportjában. Az ő akkori témája, az optikai rezonátorban megvalósuló dinamikus fény–anyag-kölcsönhatás az erős csatolás tartományában már rögtön a megismerkedésünkkor, 2002-ben felkeltette érdeklődésemet, így ezt választottam diplomamunka-témának, amely az innsbrucki csoporttal való közös munka kezdetét is jelentette. A rezonátoros hűtés és csapdázás a korábban már alaposan kidolgozott, a hideg (< 100 μK) atomgázokat megvalósító lézeres hűtési és csapdázási eljárások továbbvitele volt, amely az atomi paraméterektől kevésbé függött, és így alkalmazható volt molekulákra is, illetve az ultrahideg (< μK) tartomány és a teljesen optikai Bose-kondenzáció felé való továbblépést ígérte. Míg a komputáció már a két biológiai fizikás TDK munkámban felbukkant, ebben az időben végeztem először nagyskálájú numerikus szimulációkat számítási klaszteren saját fejlesztésű C-kódokkal. Itt bukkantunk rá a polariton-közvetítette hűtés jelenségére [4], amelyet később kísérletileg is igazoltak [5].

PhD és posztdoktori évek

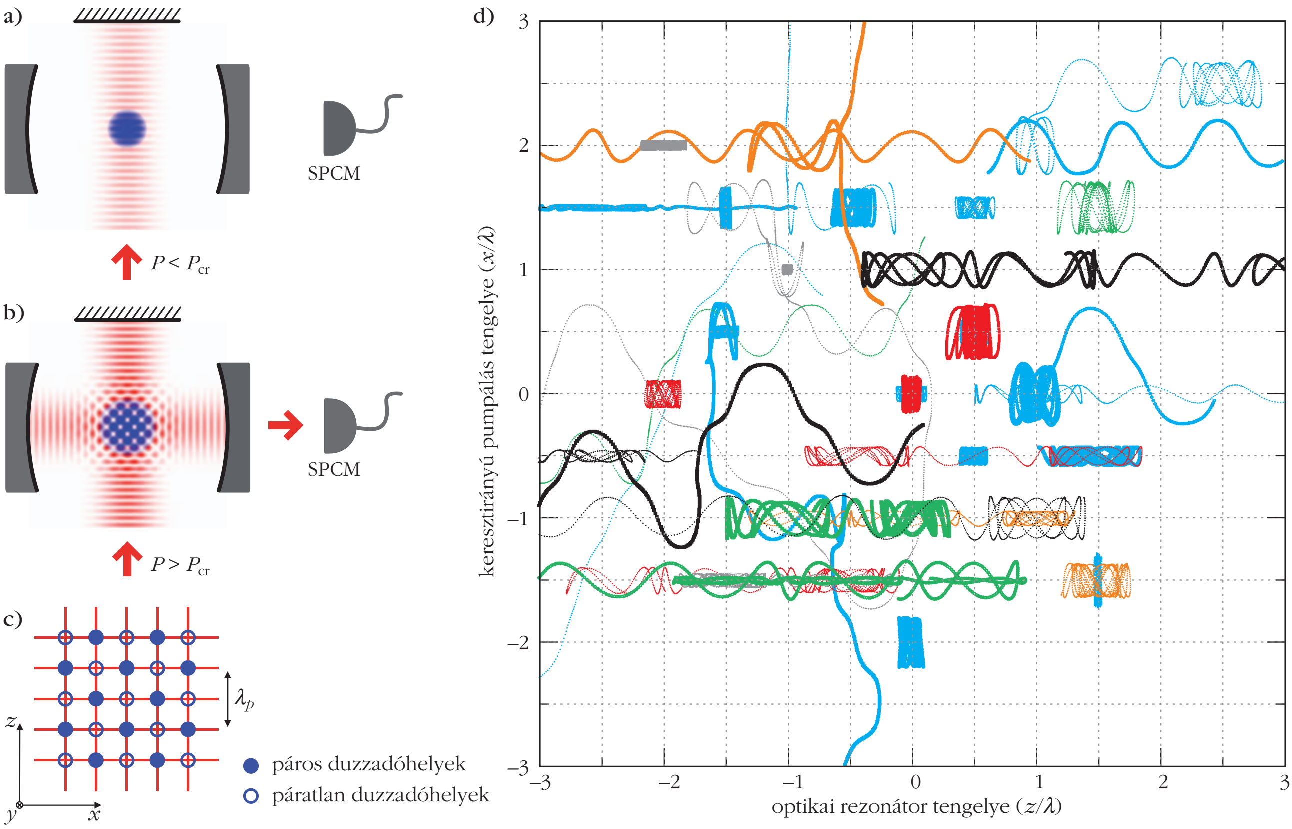
A mozgóatomos rezonátoros kvantum-elektrodinamika statisztikus és kvantumos aspektusai képezték a doktorim tárgyát, amelyhez a kutatást az MTA SZFKI-ban végeztem Domokos Péter témavezetése alatt 2003 és 2006 között. Ebben az időszakban vetettem fel a dinamikus fázisátalakulások lehetőségét sokatomos rezonátoros kvantum-elektrodinamikai rendszerekben [6], amely gondolatot a későbbiekben nagymértékben kidolgoztuk, illetve mind elméleti, mind pedig kísérleti vonalon világszerte számos kutatócsoportban lettek következményei odáig, hogy ma már több dinamikai, illetve disszipatív fázisátalakulás ismert hasonló rendszerekben. Eredeti felvetésünket és annak egy kísérleti megvalósítását az *1. ábra* foglalja össze. A jelenség az első olyan disszipatív fázisátalakulás, amelyet kísérletileg megvalósítottak [7].

A C++QED szimulációs keretrendszer fejlesztése

2006-ban csatlakoztam Helmut Ritsch innsbrucki csoportjához mint posztdok. Ebben a 2010-ig tartó időszakban főként az atom–atom- és az atom–mező-összefonódás szerepét vizsgáltuk, valamint egyéb kvantumos effektusokat az atomok mozgásállapotának rezonátorral való kölcsönhatásában. 2006-ban kezdtem fejleszteni a C++QED elnevezésű, nyílt kvantumrendszerek szimulációját célzó keretrendszert, mely a C++ programnyelv és a Cavity Quantum Electrodynamics (rezonátoros kvantum-elektrodinamika) tudományterület összeolvasztásából kapta nevét. Az a felismerés motivált, hogy a doktorim alatt használt alacsony szintű C-kódokban sok olyan know-how van elrejtve, amely néhány éven belül a magam számára is hozzáférhetetlen lesz. Egy magas szinten strukturált keretrendszerben a fizikai tartalom világosan elválik az implementációs részletektől, a helyesen definiált modulok egyedileg tesztelhetők, újrafelhasználhatók, mások számára is hozzáférhetők, és hosszú időn keresztül karbantarthatók. Az egyre újabb változatok fejlesztése, amelyek mindinkább kihasználják a C++ standard 2011 óta végbemenő drasztikus fejlődését, mindmáig tart [8], és az elmúlt másfél évtizedben a C++QED sokféle fizikai szituációban talált alkalmazásra. A keretrendszer fejlesztésének része volt egy adaptív lépésközű kvantumugrás-Monte-Carlo-módszer kidolgozása [9]. Az adaptív lépésközű módszerek nagyon fontosak a dinamikus szimulációkban, mert általános esetben semmilyen módszer nem áll rendelkezésre egy alkalmas fix időlépés megállapítására. Sokan nem tudják, illetve nem veszik eléggé figyelembe, hogy emiatt a fix lépésközű módszerek, amilyen például a negyedrendű Runge–Kutta, csak demonstrációs célokra alkalmasak! Míg közönséges differenciálegyenlet-rendszerekre már régóta rendelkezésre állnak robusztus, általános célú adaptív algoritmusok (például a Runge–Kutta Cash–Karp), addig sztochasztikus problémákra nem létezik ilyen, ezért örvendetes, ha akár egy részterületen, amilyen a kvantumugrás-Monte-Carlo, sikerül adaptív algoritmust kidolgozni.

2010-től ismét Magyarországon

A 2022-ben az Eötvös Loránd Fizikai Társulat által nekem ítélt Gombás Pál-díj indoklásában az imént leírt, komputációs vonal mellett két, szorosabban vett fizikai kutatási vonal jelent meg, amelyeket 2010-ben,



1. ábra. (Ultra)hideg atomgáz önszerveződése optikai rezonátorban mint másodrendű disszipatív fázisátalakulás. A rezonátorba – a benne lebegő atomok megvilágításával, szóródás útján – közvetetten juttatjuk a lézerfényt. A rezonátorbeli fénymező komplex amplitúdója ezáltal függ az atomok térbeli eloszlásától. *Öncsapdázó* atomi eloszlások állhatnak elő: az atomok olyan mezőt szórnak, amely olyan optikai potenciált hoz létre, amely stabilizálja az adott atomi eloszlást. Ebből a két stabil fázis: (a) az atomgáz egyenletesen helyezkedik el a rezonátorban, és a meghajtásból a rezonátorba szóródó mező lenullázódik a destruktív interferencia miatt; (b) az atomgáz optikai rácshoz hasonlóan rendeződve konstruktívan interferáló mezőt szór a rezonátorba, amelyből kijövő fotonáram detektálható. A két fázis között a meghajtás intenzitása dönt (kontrollparaméter). (c) A rendezett fázis létrejöttével a két, egymástól a hullámhossz felével eltolt rács közötti szimmetria spontán sérül: homogén eloszlásból indulva a fluktuációk fogják eldönteni, hogy melyik alrácsban kezdenek öncsapdázó módon összegyűlni az atomok. (d) Atomi pályák szemiklasszikus szimulációja az x–z síkon homogén, hideg kezdeti feltételből – a különböző színű vonalak különböző atomok pályái. Az egy csapdahely körül feltekert gombolyagra emlékeztető pályák demonstrálják a rendezett fázisban megvalósuló, hullámhossz-periodicitású rácsban való csapdázást. Forrás: (a–c) [7], (d) [6].

az Innsbruckból való hazatérésem után kezdtem Domokos Péter Lendület-csoportjában, és amelyeket a cikk hátralévő részében mutatok be.

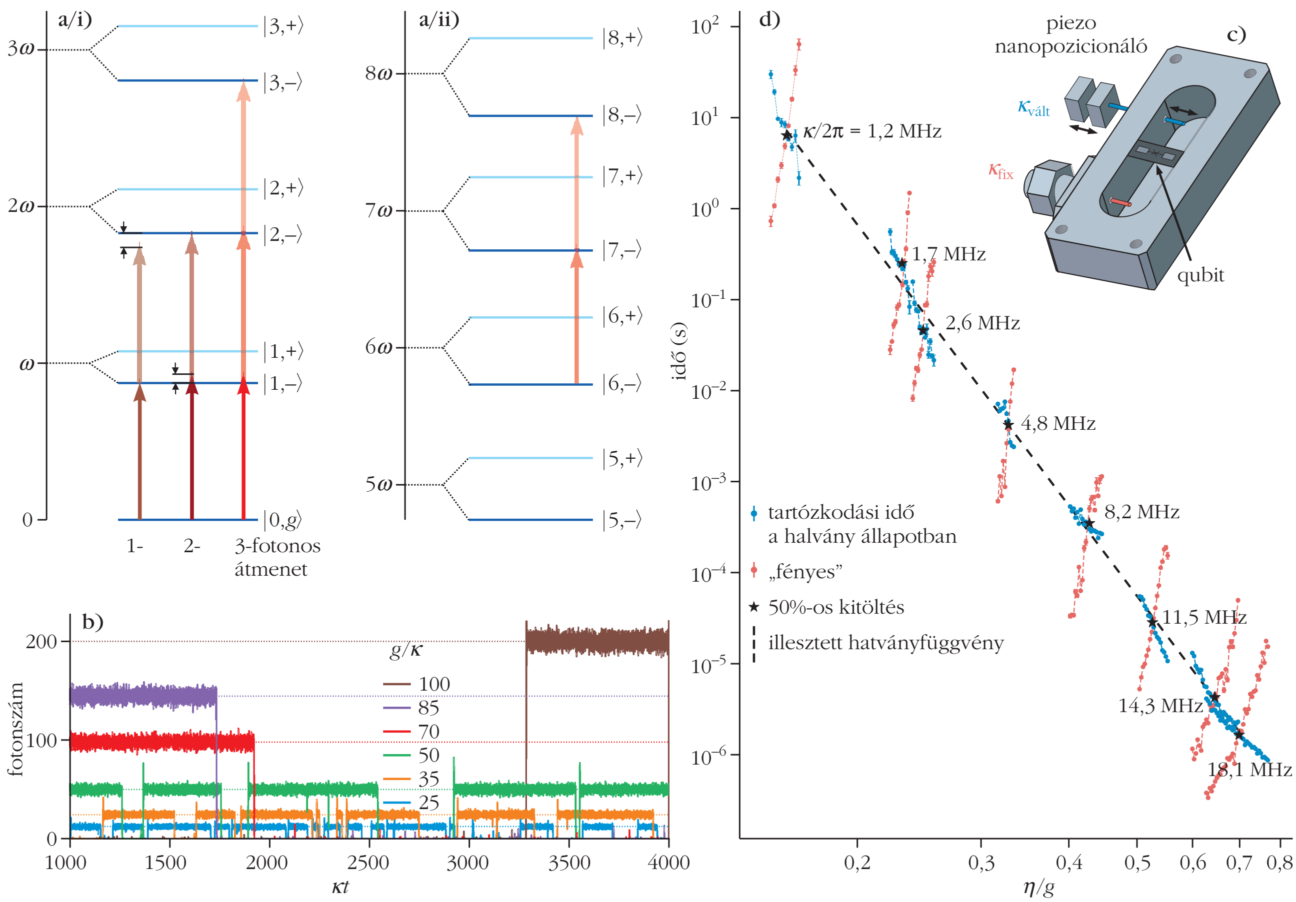
A Dicke–Hepp–Lieb szuperradiáns fázisátalakulás

A rezonátoros kvantum-elektrodinamikában a dinamikus fény–anyag-kölcsönhatás szempontjából az *erős csatolástól* kezdődően válik igazán érdekessé a fizika, amelyet a mikrohullámú tartományban már az 1990-es években, míg az optikai tartományban csak a 2000-es évek elején sikerült elérni. Kvantumrendszerek közötti erős csatolás azt jelenti, hogy egy néhány kvantum erősségű gerjesztés többször kicserélődhet az alrendszerek között, mielőtt a disszipatív folyamatok közbelépnének, vagyis a komponensek között kvantumkoherens dinamika figyelhető meg – másképpen: a csatolás által okozott spektrális változások jól feloldottak. A harmadik évezred első évtizedében egy új paramétertartomány lehetősége vetődött fel: az *ultraerős csatolásé,* amelyet az összetevők szabad frekvenciáinak jelentős hányadát elérő csatolási erősség definiál. Ez a GHz-es és THz-es tartományban, szupravezető kvantumáramkörökben, félvezető kvantumgödrökben és hibrid kvantumrendszerekben tűnik megvalósíthatónak.

Az ultraerős csatolás lehetőségének felcsillanása felelevenítette a Dicke-féle fázisátalakulás körüli vitát. Ez az 1970-es évek elején megjósolt megdöbbentő elméleti lehetőség azt jelentené, hogy ha egy hidegatom-sokaságot rezonátorba helyezünk, és elkezdjük csökkenteni a módustérfogatot, akkor teljesen spontán módon egy ponton – amely egyébként már az ultraerős csatolás tartományába esik – hirtelen fény jelenne meg a rezonátorban. Egyfajta megkönnyebbülést jelenthetett tehát a fizikusközösségnek, amikor a 70-es évek vége felé olyan cikkek kezdtek megjelenni, amelyek a szuperradiáns fázisátalakulás elméleti lehetőségét is kizárták – ezek ez úgynevezett Dicke-*no-go* tételek.

Ehhez, a napjainkban újra aktuálissá váló vitához szóltunk hozzá, rámutatva, hogy a nemrelativisztikus kvantum-elektrodinamika elektromosdipól-képében levezetett Dicke-modellre a fázisátalakulást kizáró no-go tételek érvényüket vesztik. Ehhez az eredményhez szükség volt arra, hogy az elektromosdipólképet kiterjesszük tetszőleges topológiájú térrészre, vagyis a lehető legáltalánosabb rezonátor-kvantumelektrodinamikai szituációra [10]. Javaslatot tettünk egy regularizált elektromosdipól-képre, amelyben a közösségben korábbról már jól ismert, Dirac-delta disztribúciók négyzetéből származó szingularitás (P-négyzet probléma) renormálás nélkül is kiküszöbölhető. Ebben a képben meghatároztuk, hogy milyen követelményeket támaszt a Dicke-fázisátalakulás, és megállapítottuk, hogy a kritikus sűrűség magas értéke miatt a kondenzált (folyadék- vagy szilárd-) fázisba való átmenettel olvad össze. Továbbmenve átlagtérmodellben kiszámoltuk a Dicke kritikus pont atom–atom-kölcsönhatás általi korrekcióját, amely a kritikus sűrűséget még magasabbra tolja. Kutatásaink ezen vonalát 2016-ban tehát ezzel a következtetéssel zárhattuk: a Dicke-modellben majd-

2. ábra. A fotonblokád-áttörés jelensége. A jelenség egy harmonikus oszcillátor egyetlen módusával kölcsönható mikroszkopikus kvantumobjektum rendszerében jön létre. Az utóbbi legegyszerűbben egy *qubit,* amelynek a módussal való kölcsönhatását a Jaynes–Cummings-modell írja le a g csatolási állandóval. (a) A modell spektrumának alsó része (a/i) anharmonikus, miközben a magasabban fekvő részen (a/ii) vannak közel egyenletes energiakülönbségű részhalmazok. (a/i) Az anharmonicitás demonstrációja: a $|0,g\rangle \to |1,-\rangle$ (sötétpiros), $|2,-\rangle$ (középpiros), illetve $|3,-\rangle$ (világospiros nyíl) egy-, két-, illetve háromfotonos átmenetekre hangolt meghajtás nem rezonáns a többi állapotba való átmenettel. Tehát például a *két*fotonos átmenetre hangolt meghajtásból nem kerülhet be *egy,* illetve *három* foton a rendszerbe. (a/ii) A spektrum magasabb része a gerjesztési szám bizonyos tartományában már közel harmonikus lehet, például a $|6,-\rangle \to |7,-\rangle$ átmenet frekvenciája az ábra skáláján megkülönböztethetetlen a $|7,-\rangle \to |8,-\rangle$ átmenetétől. Egy, az alrendszerek sajátfrekvenciáinak (ω) közelébe hangolt meghajtás esetén a spektrum e két része a rendszer két stabil állapotának felel meg: egy alacsonyan gerjesztett, *halvány* állapotnak, amikor a rendszer az alapállapotba ragad, mert a gerjesztésből nem képes egy vagy néhány fotont felvenni; és egy *fényes* állapotnak, amikor a rendszer a spektrum magasabb, a gerjesztéssel közel rezonáns részén tartózkodik, és egy közel koherens állapotban stabilizálódik. A két állapotot ritka sokfotonos folyamatok kötik össze, így időben alternálni fognak. (b) Az időben kibomló bistabilitás szimulációja kvantumtrajektória-módszerrel. Látható a bistabilitás amplitúdójának és időskálájának növekedése g növekedésével (κ a fotonkiszökés rátája). A $g \to \infty$ határeset egy absztrakt értelemben vett termodinamikai határeset, ahol a bistabilitás makroszkopikussá válik, a halvány és fényes állapotok pedig egy elsőrendű disszipatív fázisátmenet fázisaivá. Külön figyelemre méltó, hogy a termodinamikai limeszt nem a rendszer méretének, hanem egy másik, dinamikai paraméter növelésével lehet elérni. (c) A termodinamikai határeset szupravezető kvantumáramkörös platformon való modellezésére készített kísérleti eszköz. A transzmon qubit egy háromdimenziós mikrohullámú rezonátor középpontjában helyezkedik el. A g/κ arányt a κ csökkentésével lehet növelni a kísérletben, amelyet a piezo nanopozícionálóval változtatható hosszúságú rezonátorbeli kicsatoló antennával (világoskék) érnek el. (d) A bistabilitás időskálájának növekedése a kísérletben. Miközben a fotonkiszökési rátát $\kappa/2\pi$ = 18,1–1,2 MHz intervallumban csökkentik, az időskála 7 nagyságrendet nő, és 4 nagyságrenddel haladja meg a rendszer leglassabb időskáláját. Forrás: (a–b) [12], (c–d) [13].



nem fél évszázaddal ezelőtt felfedezett fázisátalakulás nem egy önálló jelenség, hanem csak egyfajta sziluettje a kondenzációnak mint makroszkopikus fázisátalakulásnak – az előbbi olyan mértékben egyszerűsített képe az utóbbinak, amilyen mértékben az elektromosdipól-Hamilton-operátor leegyszerűsített modellje a kondenzáció alapját adó roppantul bonyolult kvantumos soktestproblémának, amely magában foglalja az elektromágneses kölcsönhatást az összes multipólrendig, az elektronpályák delokalizációját és a részecskék mozgási szabadsági fokát.

A fotonblokád-áttörés mint elsőrendű disszipatív fázisátalakulás

A fázisátalakulások paradigmája kétségkívül a 20. századi fizika egyik legnagyobb intellektuális terméke, amely azonban termikus és 0 hőmérsékletű (kvantum) változatában elsősorban a kondenzált anyagok fizikája számára jelentett vonzerőt és inspirációt. A (kvantumos) disszipatív fázisátalakulások 21. század eleji felfedezése kiterjesztette a paradigma érvényét mezo-, sőt mikroszkopikus rendszerekre is. Az utóbbi évtized során pedig elsőrendű disszipatív fázisátalakulásokra is sikerült példákat találni a kvantumoptika, a (rezonátorbeli) kvantumanyagok és a szupravezető kvantumáramkörök területén. Az elsőrendű makroszkopikus fázisátalakulásokhoz hasonlóan ezeket a jelenségeket is az jellemzi, hogy két fázis együttesen állhat fenn a kontrollparaméter-tér bizonyos tartományában.

2015-ben fedeztük fel a fotonblokád-áttörés jelenségét, amelyről később kiderült, hogy elsőrendű disszipatív fázisátalakulásként interpretálható, és amely az első ilyen jellegű jelenség lett, amelyet kísérletileg megvalósítottak. Ez a kísérlet, amelyhez elméleti és numerikus támogatást adtunk, az ETH Zürich Quantum Device laboratóriumában zajlott szupravezető kvantumáramkörökön [11]. Ehhez ugyanazt a platformot használták, amelyen jelenleg a kvantumszámítógépek működnek, azonban a transzmon mesterséges atomot nem qubitként, hanem egy más paramétertartományban működtették – nagyon erős meghajtást alkalmazva és az ultraerős tartományt megközelítő erősségű csatolással a mikrohullámú tápvonalhoz, mint dinamikusan kölcsönható rezonátorhoz.

Az elmúlt évtized utolsó éveiben fokozatosan feltárult a fotonblokád-áttörés jelenségének mikroszkopikus háttere. A jelenséget a *2. ábra* illusztrálja. A kétrészű kölcsönható rendszer anharmonikus spektruma kulcsfontosságú, mert a két fázis ennek különböző tartományain valósul meg. A „halvány”, gerjesztetlen fázisban a rendszer a spektrum alján tartózkodik, ahol az erős csatolás okozta anharmonicitás miatt nem tud felvenni egy vagy néhány gerjesztést a meghajtásból. Ez a fotonblokád jelensége. A nagyon erős meghajtás miatt azonban előfordulhat, hogy egyszerre sok gerjesztést vesz fel a rendszer, amellyel mintegy áthidalva a spektrum alsó, anharmonikus tartományát, a magasabb, közel harmonikus tartományban találja magát, ahol a meghajtás és a disszipáció egyensúlyaként egy közel koherens állapot alakul ki. Ez a fotonblokád-áttört, magasan gerjesztett, „fényes” fázis.

Időben a két állapot között bistabilitás valósul meg, amelyet kvantumtrajektória-módszerrel vizsgáltunk, és kimutattuk, hogy az állapotváltásokat kvantumugrások kaszkádja váltja ki. A bistabilitás azonban csak egy végesméret-effektus [12]. A csatolási erősség növelésével a spektrum alsó, anharmonikus része növekszik, így a bistabilitás két állapotának szétválasztottsága nő, és az időbeli váltások is ritkulnak. Az állapotok fázisokba, az időbeli bistabilitás pedig hiszterézisbe megy át. A csatolási erősség végtelenbe tartásának határesete egyfajta termodinamikai határeset, mely azonban nem jár együtt a rendszer méretének növekedésével, amely ugyanaz a mikroszkopikus kvantumrendszer marad. Ezt a termodinamikai határesetet is sikerült szupravezető kvantumáramkörrel modellezni, egy specifikusan erre a problémára készített transzmon–rezonátor-rendszerrel, amelyben *in situ* hangolható a csatolási erősség és a disszipáció aránya [13]. Ebben a kísérletben 7 nagyságrenden keresztül tudták követni a bistabilitás időskálájának növekedését, amely időskála 4 nagyságrenddel haladja meg a rendszer leglassabb mikroszkopikus időskáláit is.

Számítógépes-fizika projektjeim során számos szuperszámítógépen dolgoztam külföldön és itthon egyaránt, azonban 2017-ben felhőalapú megoldásra tértünk át (https://science-cloud.hu/). A felhőben definiált 64-magos virtuális klaszterünkön a [12]-es és [13]-as cikkekhez szükséges futtatások fél, illetve egy évet vettek igénybe.

Kitekintés: kísérleti kvantumoptika

2016-ban a Wigner FK Kvantumoptika Csoportja számára új korszak kezdődött: a kísérleti kvantumoptikáé, amely számomra is megújult motivációt hozott. Jelenleg a számos fiatal kutatóval kibővült csoportunkban ultranagy vákuumban preparált, ~10^5 darab ^{87}Rb atomból álló, ~100 μK hőmérsékletű gázt tudunk kölcsönhatásba hozni egy, a rubídium D_2-vonalának frekvenciájára stabilizált optikai rezonátorral a kollektív erőscsatolás-tartományban, amellyel disszipatív fázisátalakulásokat tanulmányozunk, valamint kvantummetrológiai és kvantuminformációs alkalmazásokat készítünk elő.

Irodalom

1. Farkas, Z., Tegzes, P., Vukics, A., Vicsek, T.: Transitions in the horizontal transport of vertically vibrated granular layers. *Physical Review E 60/6* (1999) 7022.
2. Vukics, A., Asbóth, J., Meszéna, G.: Speciation in multidimensional evolutionary space. *Physical Review E 68/4* (2003) 041903.

3. Vukics, A., Janszky, J., Kobayashi, T.: Nonideal teleportation in coherent-state basis. *Physical Review A 66/2* (2002) 023809.
4. Domokos, P., Vukics, A., Ritsch, H.: Anomalous Doppler-effect and polariton-mediated cooling of two-level atoms. *Physical Review Letters 92/10* (2004) 103601.
5. Nußmann, S., Murr, K., Hijlkema, M., Weber, B., Kuhn, A., Rempe, G.: Vacuum-stimulated cooling of single atoms in three dimensions. *Nature Physics 1/2* (2005) 122–125.
6. Asbóth, J. K., Domokos, P., Ritsch, H., Vukics, A.: Self-organization of atoms in a cavity field: Threshold, bistability, and scaling laws. *Physical Review A 72/5* (2005) 053417.
7. Baumann, K., Guerlin, C., Brennecke, F., Esslinger, T.: Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity. *Nature 464/7293* (2010) 1301–1306.
8. https://github.com/vukics/cppqed
9. Kornyik, M., Vukics, A.: The Monte Carlo wave-function method: A robust adaptive algorithm and a study in convergence. *Computer Physics Communications 238* (2019) 88–101.
10. Vukics, A., Grießer, T., Domokos, P.: Elimination of the A-square problem from cavity QED. *Physical Review Letters 112/7* (2014) 073601.
11. Fink, J. M., Dombi, A., Vukics, A., Wallraff, A., Domokos, P.: Observation of the photon-blockade breakdown phase transition. *Physical Review X 7/1* (2017) 011012.
12. Vukics, A., Dombi, A., Fink, J. M., Domokos, P.: Finite-size scaling of the photon-blockade breakdown dissipative quantum phase transition. *Quantum 3* (2019) 150.
13. Sett, R., Hassani, F., Phan, D., Barzanjeh, S., Vukics, A., Fink, J. M.: Emergent macroscopic bistability induced by a single superconducting qubit. (2022) arXiv:2210.14182.

ÁTTÖRÉS A LÉZERES TERMONUKLEÁRIS FÚZIÓBAN

Földes István – Wigner Fizikai Kutatóközpont
Tóth Zsolt – SZTE Orvosi Fizikai és Orvosi Informatikai Intézet

Az USA Lawrence Livermore Nemzeti Laboratóriumában (LLNL) a National Ignition Facility-nél (NIF) 2022. december 5-én sikeres lézeres inerciális (tehetetlenségi összenyomásos) fúziós kísérletet hajtottak végre. Megvalósult a tudományos „break-even”, ami azt jelenti, hogy magas hőmérsékletű plazmában lejátszódó magfúziós folyamatokkal nagyobb energiamennyiséget tudtak termelni, mint a gerjesztésre felhasznált energia.

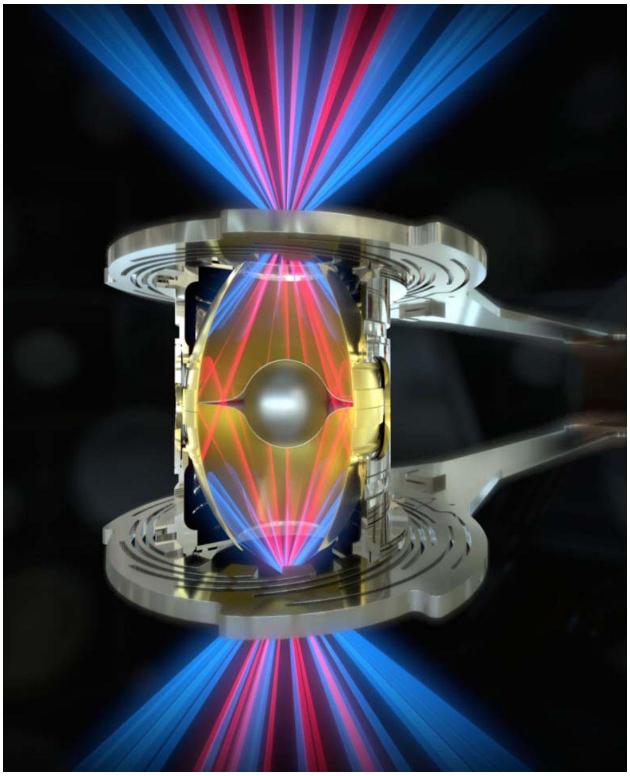
Magenergia előállítható a nehéz atomok hasadásából, a fisszióból, ahogy a hagyományos atomerőművek – mint a paksi is – működnek. Viszont a csernobili és fukushimai katasztrófák óta az ilyen erőművek sokat vesztettek vonzerejükből, több országban leállítják ezeket. A hasadásos erőművek legnagyobb problémája azonban a hosszú felezésű radioaktív izotópok tárolása több tízezer évig, amely mindmáig megoldatlan. A magenergia előállításának másik módja, a fissziónál hatékonyabb magfúzió viszont békés alkalmazásokban még nem működik.

Földes István 1977-ben szerzett fizikus diplomát az ELTE-n, 2003 óta az MTA doktora, az SZTE címzetes egyetemi tanára. A Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos tanácsadója. Kutatási területe a lézer-anyag kölcsönhatások, lézeres termonukleáris fúzió és ultrarövid lézerimpulzusok kölcsönhatásai. Hosszabb időket töltött Németországban, főleg a garchingi Max-Planck Kvantumoptikai Intézetben.

Tóth Zsolt az SZTE Orvosi Fizikai és Orvosi Informatikai Intézetének tudományos főmunkatársa. 1988-ban szerzett fizikusdiplomát a jogelőd JATE-n, ahol lézeres anyagmegmunkálás témakörben szerezte meg az egyetemi doktori (1992) és a PhD-fokozatát (1998). Érdeklődési köréhez tartozik a spektroszkópiai ellipszometria és a pásztázó elektronmikroszkópia is. A lézeres fúzió témához az anyagok rövid és ultarövid excimer lézerimpulzusokkal történő abláció kísérleti vizsgálatával csatlakozik.

Magfúzió könnyű atommagok egyesülésekor megy végbe, és ez a reakció a fissziónál hatékonyabban termelne energiát. Az atommagok Coulomb-taszítása miatt azonban ennek véghezvitele nehezebb, és az atommaghasadással ellentétben energiabevitelt igényel, hiszen a Coulomb-gát leküzdéséhez sokmillió fok hőmérsékletre van szükség (ezért termonukleáris), és a folyamatot továbbvivő láncreakció sincs. Magfúzió megy végbe a csillagok belsejében és a hidrogénbomba robbanásakor, amint azt az 50-es évek óta tudjuk.

A békés termonukleáris fúzió egyik lehetséges módszere, hogy a viszonylag kis sűrűségű plazmaállapotú fűtőanyagot mágneses tér tartja össze. Ez az alapja a készülő európai nagyberendezésnek, az évtized közepére elkészülő ITER tokamaknak is. Az ITER már tartalmazza a majdani reaktor működéséhez szükséges mérnöki tervezés alapjait is. Egy fúziós erőmű nem tud megszaladni, mint csernobili, hiszen nincs láncreakció, és nem termelne hosszú felezési idejű radioaktív hulladékot sem. A deutérium–trícium (DT) fúziós magreakció az, ami a legalacsonyabb hőmérsékleten megy végbe, de ehhez is mintegy 100 millió kelvin szükséges. Ha ezt a hőmérsékletet kizárólag külső fűtéssel akarjuk elérni, akkor – akár lézeres, akár mágneses fúzió esetében is – nagyon sok energiára lenne szükség. A fúziós reakcióban viszont egy 14,1 MeV energiájú neutron és egy 3,5 MeV ener-



1. ábra. Az arany üregbe két oldalról, alulról és felülről lövik be a 192 lézernyalábot. Az egyes lézernyalábok hullámhossza különböző lehet, hogy elkerüljék a nemlineáris kölcsönhatásokat. Az üreg falán keltett röntgensugárzás nyomja össze a kriogén fúziós kapszulát. Az elrendezés fényt árnyékoló ernyőket és hidegujjat is tartalmaz. (https://lasers.llnl.gov/science/pursuit-of-ignition)

giájú alfa-részecske keletkezik. A majdani reaktorban a vákuumkamra falát lítiummal veszik körül, és a neutron energiája ott változik termikus energiává. A plazma effektív felfűtéséhez viszont az alfa-részecskék energiáját lehet kihasználni. Azért nagyon nagy méretű berendezés az ITER, hogy a keletkező alfarészecskék még a fűtőtérben, a plazmát továbbfűtve veszítsék el energiájukat.

A kutatókat már a hidrogénbomba megalkotása óta foglalkoztatta az a kérdés, hogy lehetséges-e a robbantást kicsiben megcsinálni. Ennek folyományaként született meg egy másik alternatíva, a lézeres fúzió, amelynek lehetőségét először *John Nuckolls* és munkatársai írták le 1972-ben [1]. Lézerimpulzusok segítségével mikrorobbantást hoznak létre, amely során egy DT fűtőanyagot tartalmazó kis, pár milliméter átmérőjű céltárgyat a másodperc milliárdod része alatt magas hőmérsékletre fűtenek fel. A DT üzemanyag egyúttal nagy sűrűségűre nyomódik össze, és középpontjában beindul a fúzió. Az itt keletkező alfa-részecskék fűtik fel a környező összenyomott DT keveréket olyan hőmérsékletre, hogy a külső tartományokban is végbemehessen a fúzió. A folyamatot egy 1990-es, *Fizikai Szemlében* közölt cikk részletesen tárgyalta [2]. E módszerrel érték el tudományos áttörést az LLNL-ben a NIF lézerrel. Tudományos áttörésnek tekintjük azt, ha a fűtőtérbe befektetett fűtési energiánál több fúziós energiát nyerünk. Az emberiség történelmében ez először 2022. december 5-én 1 órakor sikerült, amikor a 2,05 MJ lézerenergiával 3,15 MJ fúziós energiát hoztak létre.

A NIF lézer 2009 óta működik, de eleinte nem váltotta be a reményeket. Az eredmény több mint 10 év intenzív tudományos és technológiai fejlesztésnek köszönhető. A fúziós kísérletben a 192 lézernyalábot egy centiméter hosszúságú aranyhenger falára fókuszálják, ahol a keletkező plazma röntgensugárzása szimmetrikusan világítja meg a henger belsejében elhelyezett fúziós kapszulát (*1. ábra*). A fúziós kapszula kívül gyémántszerű szénnel van borítva, ez az úgynevezett ablátor. A lerepülő ablátor, mint egy rakéta, visszarúg és összenyomja a fúziós fűtőanyagot. Ezért hívják a lézerfúziót tehetetlenségi összetartású vagy inerciális fúziónak. A fúziós fűtőanyag kriogén deutérium–trícium keverék, amelyet egy vékony, 2 mikrométer átmérőjű (!!) csövön töltenek a henger és a szén ablátor belsejébe. A szimmetrikus összenyomás a folyadék sűrűségének ezerszeresére nyomja össze a szilárd DT-keveréket. A gömbszimmetria következtében a kapszula közepén találkozó részecskék érik el először a fúziós begyújtáshoz szükséges hőmérsékletet.

A NIF lézer azért keltett csalódást 2010 és 2012 között, mert a gyenge szimmetria miatt nem sikerült elérni az alfa-részecskével való fűtést. A szimmetriát ronthatja az aranyüreg faláról és az ablátorról lepárolgó plazma, ezért az üreg He-gázzal van töltve, a lézernyalábok az üregbe egy vékony ablakon keresztül lépnek be. Jelentős előrelépés volt, amikor gyémántból sikerült előállítani az ablátort a korábbi plasztik helyett, mert az kevésbé párolog, így a gáznyomás alacsonyabb lehet, nem lépnek fel lézer–plazma instabilitások. Az üreg alakja is sokat változott, nem egyszerű henger, hanem olyan alakú, ami lehetővé teszi a kapszula szimmetrikusabb megvilágítását. Az egyes lézernyalábok frekvenciáját is úgy hangolták, hogy a lézer–plazma instabilitások következtében visszaszóródó fényt redukálják. Alapvető fontosságú a kapszula szimmetriája. Kiderült – ha el akarjuk kerülni az aszimmetriát –, hogy a kriogén fűtőanyagot csak a fent említett, rendkívül vékony töltőcsövön lehet betölteni. Az elmúlt években nagyságrenddel sikerült csökkenteni a kapszula felszínén levő mikrométernél is kisebb hibák számát.

Mindezen fejlesztéseknek, erőfeszítéseknek tudható, hogy 2021 elején már több mint 100 kJ fúziós energiát sikerült előállítani [3]. Ezen kísérletekben már jelentős alfa-részecske-fűtés is megfigyelhető volt, de a forró anyag sugárzási vesztesége meghaladta azt. A nagy ugrást a 2021. augusztus 8-i kísérlet jelentette, ahol 1,9 MJ lézerenergiából 1,35 MJ fúziós energiát sikerült kinyerni [4, 5]. Ekkor már egyértelmű volt az erős alfa-részecske-fűtés, amelynek mértéke meghaladta a sugárzási veszteségeket. A sikeres kísérletet majdnem egy éven át nem tudták megismételni, de 2022 őszére sikerült megoldani a problémákat és a lézerenergiát is 2,05 MJ-ra tudták növelni. Ennek következménye a mostani tudományos áttörés, azaz a kinyert 3,15 MJ fúziós energia, amit a céltárgyat körbevevő neutrondetektorokkal – hiszen a fúziós neutronok energiája ismert – mértek. Az eredmények azt mutatták, hogy az intenzív alfa-részecske-fűtés 150 millió kelvinre fűtötte fel a kapszula deutérium- és trícium-atommagjait. A kísérlet során a DT keverék 4%-át égették el, tehát van még lehetőség az előrelépésre, a hatásfok további növelésére.

A decemberi kísérlet szakmai részleteit most még nem ismerjük, csak a vezető kutatók sajtótájékoztatóját tudtuk meghallgatni. Mégis úgy gondoljuk, hogy érdemes elgondolkodni, mit jelent ez a nagyszerű eredmény, és hogyan lehet továbbhaladni. A lézer még egy régi technológiával, azaz nem száloptikával vagy diódapumpálással működik, ezért több, mint 300 MJ energia kell egy lövéshez. A mintegy 2 MJ lézerenergiából a röntgenkonverzió után csupán 200-300 kJ energia jut el a kapszulába, és a rakétaeffektus alacsony hatásfoka miatt az összenyomó és fűtő kinetikus energia kevesebb, mint 20 kJ. Ebből keletkezett a 3,15 MJ fúziós energia.

A tudományos áttörés valós, de mi kell ahhoz, hogy a lézeres fúzió energiát termeljen? A lézerek hatásfoka sokat nőtt az elmúlt évtizedekben, ma már a 10% feletti hatásfok érhető el. Ennek ellenére a fúziós céltárgyból a jelenlegi másfélszeres helyett legalább százszoros energiahozamra van szükség. Várhatóan 2023 nyarára sikerül a lézer energiáját újabb 8%-kal megnövelni (az energia növelhetőségét a jobb minőségű, nagyobb roncsolási küszöbbel rendelkező optikák teszik lehetővé), amivel a jelenlegi hatásfok növelhető. Említettük, hogy a jelenlegi kísérletben a fúziós fűtőanyag csupán 4%-át égették el, a reaktorszerű működéshez ezt mintegy 30%-ra kell növelni. A jelenleg alkalmazott indirekt, röntgensugárzással végzett összenyomás hatásfoka is alacsony. A direkt, lézerrel történő összenyomás, ha nehezebb is végrehajtani, hatékonyabb lehet, ami csökkentheti a szükséges lézerenergiát.

A reaktorműködés nehezen képzelhető el a jelenlegi rendkívül bonyolult, összetett céltárgyakkal. Hiszen, ha egy lövésből sikerülne is 100 MJ fúziós energiát előállítani, akkor is másodpercenként legalább 10 ilyen céltárgyra van szükség (a lézer 10 Hz-es működése ma már nem jelent problémát). Egy sima, a direkt összenyomáshoz tervezett kriogén gömb 10 Hz-es beinjektálása a vákuumtérbe talán még megoldható. A direkt összenyomás azért problémás, mert nincs meg a röntgensugárzás szimmetrizáló hatása. Szimmetrikus megvilágítás csak a sok nyaláb egymással való kölcsönhatásakor fellépő nemlinearitások kiküszöbölésével valósulhat meg. Továbbá a lézerek – hosszabb hullámhosszuk miatt – nem elég mélyen hatolnak az ablátorba, így a hidrodinamikai hatásfok is alacsony. E problémák megoldása a következő évek intenzív kutatását igénylik. Ebbe az irányba illeszkednek a Szegedi Tudományegyetem Fizikai Intézet Nagyintenzitású Lézerlaboratóriumának (HILL) kutatásai, alternatív hullámhosszakon (193 nm és 248 nm) működő ArF és KrF excimer lézerforrások vizsgálatával. A fúziós kísérletekhez jelenleg az infravörös tartományban működő szilárdtestlézerek frekvenciatöbbszörözött (355 nm hullámhosszú) impulzusait használják. Maga a frekvenciatöbbszörözés is alacsony (körülbelül 30%) hatásfokú. Az excimer lézerek ezzel szemben már eleve ultraibolya-hullámhosszon működő impulzusüzemű fényforrások, amelyekkel rövidebb hullámhosszon érhető el a szilárdtestlézerek frekvenciatöbbszörözés utáni hatásfoka [6]. Az excimer lézerek alkalmazása azért is lehet ígéretes, mert szimulációk azt mutatják, hogy a 193 nm hullámhosszúságú impulzusokat kibocsátó ArF lézer esetében a fúziós céltárgy összenyomása során kevésbé lépnek fel instabilitások, mint hosszabb hullámhosszak esetén [7].

Az európai kutatók nem akarnak a probléma megoldásával az Egyesült Államokra várni. Próbálják újraéleszteni a HiPER+ programot, egy közös európai, direkt összenyomású módon megvalósítandó, kizárólag békés lézerfúziós berendezést. A HiPER lézer korábban benne volt az Európai Unió kutatási-fejlesztési tervében (roadmap), de a NIF lézer korai balsikere miatt nem kapott anyagi támogatást. Most újra lehet, sőt újra kell éleszteni egy módosított, új projekttel, amiben remélhetőleg Magyarország is érdemben részt fog venni.

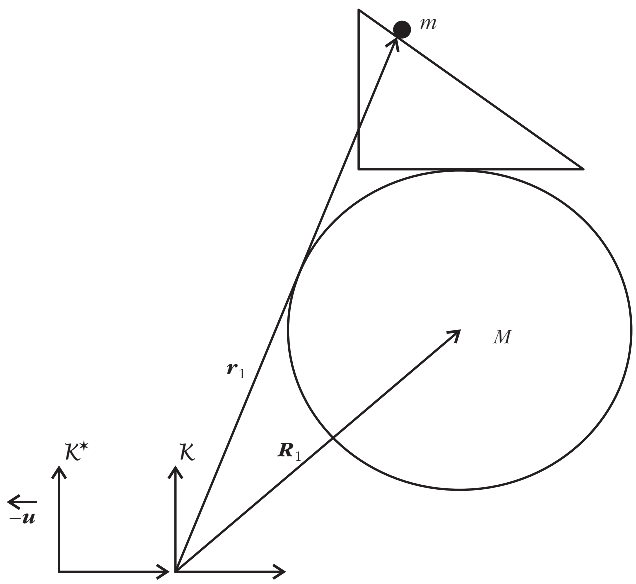
Irodalom

1. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman: Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications. *Nature, 239/5368* (1972) 139; http://www.nature.com/articles/239139a0
2. Földes István: Termonukleáris fúzió mikrorobbantással. *Fizikai Szemle 40/7* (1990) 203; http://fizikaiszemle.hu/old/archivum/fsz9007/tart9007.html
3. A. B. Zylstra, et al.: Burning plasma achieved in inertial fusion. *Nature 601/7894* (2022) 542; http://www.nature.com/articles/s41586-021-04281-w
4. A. L. Kritcher, et al.: Design of an inertial fusion experiment exceeding the Lawson criterion for ignition. *Physical Review E 106/2* (2022) 025201; http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.106.025201
5. A. B. Zylstra, et al.: Experimental achievement and signatures of ignition at the National Ignition Facility. *Physical Review E 106/2* (2022) 025202; http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.106.025202
6. I. B. Földes, S. Szatmári: On the use of KrF lasers for fast ignition. *Laser and Particle Beams 26* (2008) 575–582.
7. S. P. Obenschain, A. J. Schmitt, J. W. Bates, M. F. Wolford, M. C. Myers, M. W. McGeoch, M. Karasik, J. L. Weaver: Direct drive with the argon fluoride laser as a path to high fusion gain with sub-megajoule laser energy. *Philosophical Transactions of the Royal Society A 378/2184* (2020) 20200031; http://royalsocietypublishing.org/toc/rsta/2020/378/2184

HOZZÁSZÓLÁS A LEJTŐRŐL SÚRLÓDÁSMENTESEN LECSÚSZÓ TEST »PARADOXONA« CÍMŰ CIKKHEZ

Pálfalvi László
PTE Fizikai Intézet

A *Fizikai Szemle* korábbi cikkének [1] legfontosabb üzenete az, hogy egy tetszőleges erőtérben (legyen az konzervatív vagy disszipatív) mozgó testen az erőtér által végzett munka függ attól, hogy milyen inerciarendszerben történik a mozgás megfigyelése. Konkrétan: az erőtér munkavégzése a megszokotthoz (ami például konzervatív erőtér esetén a potenciális energiák különbsége) képest kiegészül egy $m\boldsymbol{u}(\boldsymbol{v}_2-\boldsymbol{v}_1)$ taggal, ha az „erőtérhez” képest egyenletesen mozgó inerciarendszerre térünk át. E tagban $\boldsymbol{u}$ a megfigyelőhöz rögzített inerciarendszer sebessége az „erőtérhez rögzített” inerciarendszerhez képest, $\boldsymbol{v}_1$ és $\boldsymbol{v}_2$ pedig az „erőtérhez rögzített” inerciarendszerbeli kezdő- és végsebesség. Szerző e megállapítását példaként a súrlódásmentes lejtőn való lecsúszásra alkalmazza. Jelen írás célja, hogy szélesebb megvilágításba helyezze a címben megjelölt cikk alapgondolatát.



1. ábra. A kiinduló állapotban mind a Föld a hozzá rögzített lejtővel, mind a lejtőre helyezett test nyugalomban van a $\mathcal{K}$ inerciarendszerben. A $\mathcal{K}^*$ inerciarendszer $\mathcal{K}$-beli sebessége $-\boldsymbol{u}$. A rendszert a t_1 időpillanatban magára hagyjuk.

Megfigyelés az űrből

Közismertsége és egyszerűsége miatt maradjunk a súrlódásmentes lejtő példájánál. Vizsgáljuk először a problémát kozmológiai távolságból! Képzeletben egyik kezünkkel fogjuk meg az M tömegű Földet, másikkal pedig a Földhöz rögzített lejtőn a lejtő síkjával párhuzamos erővel tartsuk a lejtőhöz képest nyugalomban az m tömegű testet. Legyen $\mathcal{K}$ az az inerciarendszer, amelyben ezen objektumok ebben a kezdeti állapotban nyugalomban vannak. A kiindulási konfiguráció effajta megválasztása (nyugvó rendszer) a fizikai mondanivalót nem csorbítja, a tárgyalást viszont egyszerűsíti. Legyen t_1 az az időpillanat, amikor elengedjük az objektumokat. E feltételnek megfelelően a hivatkozott cikk [1] formuláiban $\boldsymbol{v}_1 = 0$ értendő. A t_1 pillanatig a test $\mathcal{K}$-beli helyét jelölje $\boldsymbol{r}_1$, a Föld tömegközéppontjáét (TK) $\boldsymbol{R}_1$, ahogy azt az *1. ábra* mutatja. A megfigyelés végéhez tartozó t_2 időpillanatban a test, illetve a Föld TK $\mathcal{K}$-beli helyét jelölje $\boldsymbol{r}_2$, illetve $\boldsymbol{R}_2$.

A mozgás során a testre az $\boldsymbol{F}_g$ gravitációs erő, illetve a lejtő síkjára merőleges $\boldsymbol{N}$ kényszererő hat. A Földre pedig a hatás-ellenhatás törvénye miatt $-\boldsymbol{F}_g$ és $-\boldsymbol{N}$ erők hatnak. Ha az illusztrációként kinagyított lejtő is kozmikus méretű, akkor az említett erők a mozgás során változnak, ami nem befolyásolja az alábbi okfejtést, ugyanakkor tágabb érvényességi keretet biztosít a megállapításoknak. Mivel kizárólag a gravitációs erő konzervatív tulajdonságát használjuk ki, az alábbi gondolatmenet alkalmazható más rendszerekre is.

A munkatétel értelmében külső erők hiányában a belső erők összes munkavégzése a rendszer kinetikus energiájának megváltozásával kell egyenlő legyen a mozgás során.

Pálfalvi László az MTA doktora, a Pécsi Tudományegyetem Kísérleti Fizika Tanszékének tanszékvezető egyetemi tanára. Legjelentősebb tudományos eredményeit a nagyenergiájú, távoli infravörös (THz-es) impulzusforrások elvi fejlesztése, illetve a THz-es impulzusokkal történő részecskegyorsítási megoldások kidolgozása kapcsán érte el. Rendszeresen ír tudományos-ismeretterjesztő, problémaelemző cikkeket is.

Az $\boldsymbol{N}$ kényszererő és annak $-\boldsymbol{N}$ ellenerejének összes munkája zérus, mivel a kényszermozgás minden pillanatában fennáll, hogy a test és a lejtő lejtőre merőleges sebességkomponense azonos. A belső erők eredőjének munkája tehát nem más, mint a gravitációs erő W munkája és ez lesz egyenlő a kinetikusenergia-változással ((1) egyenlet). Körültekintően kell eljárni a Föld(-lejtő), mint merev test kinetikus energiájának felírása során, mivel az forgó és haladó mozgást is fog végezni. E kinetikus energia a kis ΔM_i tömegű, $\boldsymbol{V}_{2i}$ sebességű részek kinetikus energiáinak az összege ($\sum_i \Delta M_i = M$). Másrészt, lévén, hogy a gravitációs erő konzervatív, W minden kétséget kizáróan kifejezhető potenciálisenergia-különbséggel, ami homogén gömbként idealizált Földet tekintve az (1) összefüggés szerint adható meg. Mindezek értelmében tehát:

$$W = \frac{m}{2}\boldsymbol{v}_2^2 + \sum_i \frac{\Delta M_i}{2}\boldsymbol{V}_{2i}^2 = \\ = U_1\left(|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{R}_1|\right) - U_2\left(|\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{R}_2|\right), \tag{1}$$

amelyből az energiamegmaradás is egyenesen következik. Természetesen a megszokott méretskálájú lejtők esetén $U_1 - U_2 = mgh$.

Az elsőre légből kapottnak ható kozmikus perspektíva hasznosságát a $\mathcal{K}^\star$ inerciarendszerbeli vizsgálódás eredménye igazolja.

Fenntartva az [1]-beli konvenciókat $\mathcal{K}^\star$ mozogjon $\mathcal{K}$-hoz képest $-\boldsymbol{u}$ sebességgel az *1. ábra* szerint. Mivel inerciarendszerről inerciarendszerre tértünk át sem az erők, sem azok tulajdonságai nem változnak. Joggal azonosítjuk tehát $\mathcal{K}^\star$-ban is a belső erők munkáját (amiről újfent elmondható, hogy megegyezik a gravitációs erő munkájával) a potenciálisenergia-változással, azaz $W^\star = U_1^\star - U_2^\star$. Mivel a potenciálisenergia-változás kizárólag az objektumok relatív helyzetváltozásától függ $U_1^\star - U_2^\star = U_1 - U_2$. Evidens tehát, hogy $W^\star = W$.

Vizsgáljuk meg a kinetikus energia megváltozását is, nem megfeledkezve arról, hogy $\mathcal{K}^\star$-ban a t_1 időpillanatban is volt mozgás.

$$K_2^\star - K_1^\star = \frac{m}{2}\boldsymbol{v}_2^{\star 2} + \sum_i \frac{\Delta M_i}{2}\boldsymbol{V}_{2i}^{\star 2} - \\ - \frac{m+M}{2}\boldsymbol{u}^2. \tag{2}$$

Visszatérve a $\mathcal{K}$-beli sebességekre, felhasználva a Galilei-féle sebességösszeadást:

$$K_2^\star - K_1^\star = \frac{m}{2}(\boldsymbol{v}_2 + \boldsymbol{u})^2 + \sum_i \frac{\Delta M_i}{2}(\boldsymbol{V}_{2i} + \boldsymbol{u})^2 - \\ - \frac{m+M}{2}\boldsymbol{u}^2, \tag{3}$$

ami átrendezéssel, felhasználva, hogy $\sum_i \Delta M_i = M$:

$$K_2^\star - K_1^\star = \underbrace{\frac{m}{2}\boldsymbol{v}_2^2 + \sum_i \frac{\Delta M_i}{2}\boldsymbol{V}_{2i}^2}_{K_2 - K_1} + \\ + \underbrace{\left(m\boldsymbol{v}_2 + \sum_i \Delta M_i \boldsymbol{V}_{2i}\right)}_{(\Sigma \boldsymbol{p})_2}\boldsymbol{u}. \tag{4}$$

A $\mathcal{K}^\star$-beli kinetikusenergia-változásra vonatkozó (4) egyenletben a $\mathcal{K}$-beli $K_2 - K_1$ kinetikusenergia-változás mellett megjelenik egy plusz tag. E plusz tag zárójeles kifejezésében szereplő

$$(\Sigma \boldsymbol{p})_2 = m\boldsymbol{v}_2 + \sum_i \Delta M_i \boldsymbol{V}_{2i}$$

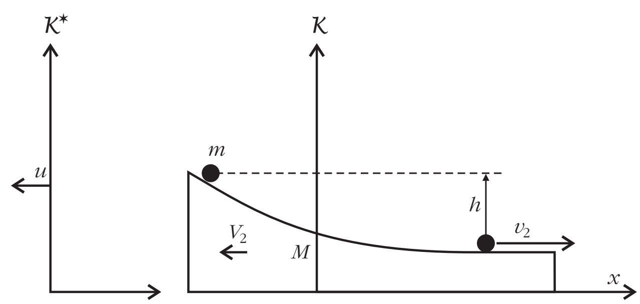
mennyiség a test–Föld(-lejtő) rendszer $\mathcal{K}$-beli teljes *impulzusa* a t_2 időpillanatban. Mivel a t_1 pillanatban $\mathcal{K}$-ban a rendszer minden eleme nyugalomban volt, e pillanatban a $\mathcal{K}$-beli teljes impulzus zérus. A megfigyelés során a rendszerre külső erő nem hatott, következésképp a *zérus impulzus megmaradt,* azaz $(\Sigma \boldsymbol{p})_2 = 0$. Az impulzusmegmaradás tétele biztosítja tehát a $K_2^\star - K_1^\star = K_2 - K_1$ egyenlőséget.

A teljesség igénye nélkül, konzervatív kölcsönhatásra szorítkozva beláttuk tehát, hogy $W^\star = W$, $U_2^\star - U_1^\star = U_2 - U_1$, illetve $K_2^\star - K_1^\star = K_2 - K_1$ teljesül, ha fizikai rendszerünket kiterjesztjük a vizsgált test kölcsönhatási partnerére, azaz az erőtér forrására is. Így teljesülnek az inerciarendszerek egyenértékűségével szemben támasztott elvárások, és az erőtér munkájában sem jelenik meg a potenciálisenergia-különbség mellett extra tag.

Vissza a laborba

Térjünk vissza a laboratóriumba! Legyen $\mathcal{K}$ a laboratórium súrlódásmentes vízszintes asztalához rögzített koordinátarendszer a *2. ábra* szerint. Az asztalon lévő M tömegű, súrlódásmentes felületű lejtőn m tömegű test van. Az egyszerűbb tárgyalás érdekében kegyes

2. ábra. $\mathcal{K}$ a laboratóriumhoz rögzített inerciarendszer, amelyben kezdetben mind a lejtő, mind a test nyugalomban volt. A mozgás t_2 pillanatában $\mathcal{K}$-ból nézve a lejtő V_2 sebességgel balra, a test v_2 sebességgel jobbra mozog. $\mathcal{K}$-ból nézve a $\mathcal{K}^\star$ inerciarendszer u sebességgel egyenletesen mozog balra.



csalással a lejtő jobb szélét íves hajlattal alakítsuk vízszintes platóvá, ahogy például a [2]-beli elrendezésben láthatjuk. A fizikai tartalom ezáltal nem csorbul, arra az [1] cikk is rámutat, hogy a függőleges mozgásnak nincs szerepe az effektusban. A $\mathcal{K}$-ban nyugalomban tartott rendszert a t_1 pillanatban elengedjük. A test platótól mért magassága az elengedés pillanatában h. A t_2 pillanatot válasszuk meg úgy, hogy addigra a test már a platón legyen. Ekkor a test és a lejtő $\mathcal{K}$-beli sebességeinek nagysága legyen v_2, illetve V_2, amelyek iránya a *2. ábra* szerinti. Az energiamérleg értelmében:

$$m\,g\,h = \frac{m}{2}\,v_2^2 + \frac{M}{2}\,V_2^2. \tag{5}$$

Az impulzusmérleg alapján:

$$0 = m\,v_2 - M\,V_2. \tag{6}$$

Az (5) és (6) egyenletekből a test sebessége a platón

$$v_2 = \sqrt{2\,g\,h}\,\sqrt{1+\frac{m}{M}}, \tag{7}$$

és természetesen

$$\lim_{m/M\to 0} v_2 = \sqrt{2\,g\,h}.$$

A $\mathcal{K}^*$ rendszerben az energiamérleg a következő:

$$m\,g\,h = \frac{M}{2}\left(u - V_2\right)^2 + \frac{m}{2}\left(u+v_2\right)^2 - \frac{m+M}{2}\,u^2, \tag{8}$$

amelyből átrendezéssel a következő adódik:

$$m\,g\,h = \frac{m}{2}\,v_2^2 + \frac{M}{2}\,V_2^2 + \underbrace{\left(m\,v_2 - M\,V_2\right)}_{(\Sigma\,p_x)_2}\,u. \tag{9}$$

A (9) egyenlet utolsó tagjának zárójeles kifejezése nem más, mint a rendszer $\mathcal{K}$-beli impulzusának vízszintes komponense a t_2 időpillanatban, ami nyilvánvalóan zérus (lásd a (6) egyenletet). Az impulzusmegmaradás értelmében a (9) egyenlet az (5) egyenlettel azonossá válik. Emiatt a platón mozgó test sebességére a (7) összefüggésbelivel azonos értéket kapunk, ami az $m \ll M$ határesetben természetesen $v_2 = \sqrt{2\,g\,h}$.

Azzal, hogy rendszerünket a mozgó lejtőre is kiterjesztettük, biztosítottuk az impulzusmegmaradást és azt találtuk, hogy a gravitációs erőtér munkáját nem kell megkülönböztetni az mgh potenciálisenergia-különbségtől.

Mindezek fényében hogyan értelmezzük az [1] cikk fő üzenetét? Hová tűnik az *inerciarendszer-váltás* esetén elvárt $m\boldsymbol{u}(\boldsymbol{v}_2-\boldsymbol{v}_1)$ tag? Hangsúlyozandó, hogy az [1]-ben leírt „recept" akkor használható, ha a Földet inerciarendszernek tekintjük, annak mozgását figyelmen kívül hagyjuk. Ekkor az impulzusmegmaradás nem érvényes, a rendszer nem zárt. A fizikai problémák, jelenségek jelentős részénél ez ésszerű megközelítés. Ezért is vezetett ellentmondásmentes eredményhez a rögzített lejtőn való mozgás analízisénél [1]. Ha viszont például a fenti, mozgó lejtős problémára szeretnénk ezt az [1]-beli „receptet" adaptálni, akkor a potenciálisenergia-változás mellett értelemszerűen *kettő* kiegészítő tagot kell megjeleníteni a gravitációs erőtér munkavégzésében, amikor a laboratóriumihoz képest mozgó inerciarendszerre térünk át. A test mozgása miatt megjelenik $m\boldsymbol{u}(\boldsymbol{v}_2-\boldsymbol{v}_1)$, a lejtő mozgása révén pedig $M\boldsymbol{u}(\boldsymbol{V}_2-\boldsymbol{V}_1)$.[1] E kettő összege viszont – összhangban jelen cikk tanulságaival – a vízszintes impulzuskomponens megmaradása miatt zérus.

Konklúzió

Egy általánosabb és egy konkrétabb megközelítéssel megmutattuk, hogy ha rendszerünket kiterjesztjük a vizsgált test kölcsönhatási partnerére is úgy, hogy együtt zárt (illetőleg adott irányú mozgás tekintetében zárt) rendszert alkossanak, az impulzus (illetőleg az adott impulzuskomponens) megmaradásából következően az inerciarendszerek ekvivalenciájával szembeni elvárások teljesülnek. E kiterjesztett rendszerben már nincs szükség az inerciarendszer-váltás helyes kezelése érdekében az erőtér munkájának újraértelmezésére.

Természetesen a bemutatott gondolatmenet nem csak a lejtőn mozgó testre, hanem számos más esetben is – például elhajított test, rugó által kilőtt golyó, gyorsuló autó [3], súrlódás által fékezett test, Föld körül keringő műhold – alkalmazható.

Irodalom

1. Hárs Gy.: Lejtőről súrlódásmentesen lecsúszó test „paradoxona". *Fizikai Szemle 72/11* (2022) 372–374.
2. Kotek L., *Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapok* (2014. december) 4685; https://www.komal.hu/verseny/feladat.cgi?a=honap&h=201412&t=fiz&l=hu
3. Holics L., *Középiskolai Matematikai Lapok Fizika Rovattal* (1975. november) 1269; http://db.komal.hu/KomalHU/index.phtml

[1]E bekezdésben nem éltünk a $\boldsymbol{v}_1 = \boldsymbol{V}_1 = 0$ egyszerűsítéssel.

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682
A Társulat Internet honlapja http://www.elft.hu, e-postacíme: elft@elft.hu
Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtitkár, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.
Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.
Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.
Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.
Megjelenik havonta (nyáron duplaszámmal), egyes szám ára: 1200.- Ft (duplaszámé 2400.- Ft) + postaköltség.
HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és **HU ISSN 1588–0540** (online)

BEPILLANTÁS A SZEGEDI »JÁTSSZUNK FIZIKÁT!« KÍSÉRLETES DIÁKVERSENY 23 ÉVÉBE

Papp Katalin, Kopasz Katalin – SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék
Nagy Anett – Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium

Immár 20 éve nincs közöttünk Marx György Professzor Úr!

Hiányát, az oktatásra, tanárokra való odafigyelését, munkára serkentő buzdítását a mai napokban is érezzük. Gyakran meglátogatott bennünket Szegeden, legtöbbször ELTE-s hallgatókat hozott a Szegedi Biológiai Kutatóintézetbe, és ilyenkor mindig tartott előadást tanároknak, egyetemi hallgatóknak. Ismerte munkánkat, a kísérletezés, a fizika tantárgy népszerűsítését célzó törekvéseinket. Panaszkodtunk, hogy az ankétokon, továbbképzéseken bemutatott innovációink nem terjednek széles körben. „Miért nem fordultok ezekkel a fejlesztésekkel közvetlenül a gyerekekhez?” adta az ötletet. A megvalósításhoz jó alkalom kínálkozott: a Jedlik-jubileum, 2000-ben volt *Jedlik Ányos,* a kísérletező tanár-akadémikus születésének 200. évfordulója.

Papp Katalin a Szegedi Tudományegyetem címzetes egyetemi tanára, a neveléstudomány kandidátusa. Kémia–fizika szakos középiskolai tanárként végzett a József Attila Tudományegyetemen. 1971–2010 az SZTE Kísérleti Fizikai Tanszékén dolgozott. Kezdetben a lézer–szilárdtest kölcsönhatással, majd tantárgy-pedagógiai kutatásokkal foglalkozott. Jelenleg a kisgyermekek természettudományos nevelésének kérdéseit kutatja, eredményeit a napi gyakorlatban is alkalmazza.

Kopasz Katalin az SZTE Kísérleti Fizikai Tanszékének adjunktusa, az SZTE Gyakorló Gimnázium és Általános Iskola matematika–fizika szakos tanára. Szakmódszertani órákat tart fizikaszakos hallgatók számára. Kutatómunkája a számítógéppel segített kísérletezés és mérés témaköréhez kapcsolódik, az MTA–SZTE Műszaki Informatika Szakmódszertani Kutatócsoport tagja.

Nagy Anett a Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium intézményvezetője, matematika–fizika szakos tanára. Kutatómunkája a fizikatanítás során jól használható motivációs stratégiák fejlesztése, különös tekintettel az egyszerű eszközökkel végezhető kísérletekre és a mindennapi jelenségek különböző tudásszinteken való kísérleti modellezésére.

Így indult…

Olyan kísérletes versenyt terveztünk, amely szakít a tradicionális számításos feladatokkal, iskolától független (nevezésben és megvalósításban), és a kísérletek a tanulók környezetében található egyszerű eszközökkel balesetmentesen elvégezhetők. Az általános és a középiskolás diákokat arra ösztönöztük, hogy fedezzék fel a körülöttük lévő világ érdekességeit. A kezdeményezést az ELFT Csongrád megyei Csoportja és az SZTE Kísérleti Fizikai Tanszéke is támogatta. Háromfordulós versenyt terveztünk, egy-egy tudománytörténeti kérdést és három-három megoldandó kísérleti feladatot tűztünk ki, két hetet hagyva a feladatok megoldásaira. Így a versenyzők körülbelül 6 hetet foglalkozhatnak a kísérletekkel, amelyek körülményeit, az azokból származó tapasztalatokat és a jelenségek magyarázatait – kísérletenként legfeljebb 1-1 A/4 oldalnyi terjedelemben – kell leírniuk és elküldeniük. Kértük, hogy a megoldásokat jól érthetően, pontosan fogalmazzák meg, saját készítésű eszközök rajzai, fotói segítik a megoldások értékelését. A kísérleti feladatok mellett található tudománytörténeti kérdés egy-egy jelentős magyar tudós életével, munkásságával kapcsolatos, ezzel is igazodtunk *Marx György* szellemiségéhez, aki az elődök tiszteletét mindig fontosnak tartotta.

Versenyünk jellegzetessége, hogy a beküldött dolgozatok értékelése alapján a versenyzőket egy „ünnepélyes” eredményhirdetésre hívjuk meg, amelyen a díjazott, helyezett tanulók bemutatják sikeres kísérleteiket.

Győztes diák kísérletbemutatója.

Teller Ede emlékére rendezett versenyen Tóth Eszter.

Az eredményhirdetésen a kiválasztott tudós munkásságával kapcsolatos profi előadás is elhangzik. Mi így is emlékezünk *Tóth Eszter* tanárnőre.

E rendezvény minden évben a szegedi tudománynépszerűsítés jelentős eseménye.

1. táblázat

A verseny központi tudósa, témája.

év	tudós	év	tudós
2000	Jedlik Ányos	2011	Bláthy Ottó
2001	Gábor Dénes	2012	Csonka János
2002	Simonyi Károly	2013	Marx György
2003	Wigner Jenő	2014	Neumann János
2004	Lánczos Kornél	2015	A fény éve
2005	A Fizika Éve, Einstein	2016	Vermes Miklós
2006	Bay Zoltán	2017	Ketskeméty István
2007	Tisza László	2018	Kármán Tódor
2008	Teller Ede	2019	Telkes Mária
2009	Kürti Miklós	2020	Öveges József
2010	Békésy György	2021	SZTE TTIK 100
		2022	Telegdi Bálint

Állandóság és változás

Az első év sikere, tapasztalatai alapján folytattuk a versenyt. Ma már a 24. versenyt tervezzük. A tanulókkal való kapcsolattartás, a verseny meghirdetése kezdetben főleg „analóg” formában, szegedi napilapokban jelent meg, illetve postai úton történt. Később – az internetnek köszönhetően – a fő forrás honlapunk, a http://titan.physx.u-szeged.hu/modszertan/jatsszunk_fizikat.html volt. A diákok által készített megoldások leírása is változott, a kezdeti kézi rajzokat felváltotta a digitális levelezés, a fotó, a videó, a youtubera feltöltött demonstráció.

A megcélzott korosztály továbbra is 12–18 év, erre a feladatok kitűzésénél és a megoldások értékelésénél is figyelünk. A problémákat olyan nyitott kérdések formájában igyekszünk feltenni, hogy minden versenyző a saját tudásszintjének és találékonyságának megfelelően oldhassa meg azokat. Az állandó célok megtartása mellett változást hozott, hogy az egyéni versenyzőkön túl csapatok (maximum három fővel) részvételét is megengedjük, amellyel természetesen élnek is a tanulók.

Az évek során versenyzőink elmélyedhettek a híres vagy a méltatlanul elfelejtett magyar tudósok munkásságában, valamint fizikatörténeti évfordulók jelentőségében is (*1. táblázat*).

Az eddig kitűzött 276 feladatból nehéz válogatni, a feladatok a http://titan.physx.u-szeged.hu/modszertan/jatsszunk_fizikat.html honlapon hozzáférhetők, a tanulói munkákat sok kötet dosszié őrzi.

Példák tudománytörténeti kérdésekre

2000 Jedlik Ányos

Jedlik Ányos melyik találmányának használati leírásában olvashatóak a következő sorok?

„Ha a és c szorítók egymás közt rézhuzallal összeköttetnek, b és d szorítók közé pedig Bunsen-féle

Emlék a verseny hőskorából: 2003, amikor még a *Délmagyarország* hasábjain jelentek meg a példák és a nyertesek névsora.

DÉLMAGYARORSZÁG

SZOMBAT, 2003. FEBRUÁR 8., 93/33. FÜGGETLEN NAPILAP, ALAPÍTVA 1910-BEN ÁRA: 73 FT (ELŐFIZETVE: 49 FT)

Kísérletes verseny lapunkban: Játsszunk fizikát!

Kísérletes verseny lapunkban: Játsszunk fizikát! – I. forduló

Játsszunk fizikát! – II. forduló

Játsszunk fizikát! – III. forduló

Játsszunk fizikát! – Eredmények

elemek helyett egy galvanométer vagy érintői tájoló foglaltatik, akkor a delej forgatása folytán a sokszorozó huzalban villamfolyam indíttatik, mely a forgatott delej tekercsén átmenvén, a delejt erősebbé teszi, az pedig ismét erősebb villamfolyamatokat indít…”

2001 Gábor Dénes

Gábor Dénes így vall egyetemi éveiről:

„Berlinben sem a műegyetemi fizikusoktól tanultam, hanem átmentem a tudományegyetemre, ahol a szeminárium folyt. Nem felejtettem el soha, mind a mai napig fülemben van a hangja. Senki úgy nem élvezte a tudományt, mint ő. Valósággal elolvadt a szájában a tudomány. Ezen a szemináriumon nyolc Nobel-díjas ült a Physikalisches Colloquium első padjában. Ezek voltak az igazi tanáraim.”

Ki az a tudós, aki ezt a szemináriumot vezette?

2003 Wigner Jenő

„Az ünneplés nagyon indokolt: azt kell ünnepelni, hogy milyen jók voltak a magyar iskolák, amikor engem tanítottak, és milyen jók – remélem – ma is, noha jelenleg nem vagyok diák.” – nyilatkozta *Wigner Jenő* 1988-ban Budapesten, díszdoktorrá avatásakor. Melyik iskoláról nyilatkozik ilyen hálával még ennyi év után is? Ki volt a legkedvesebb tanára, akinek emlékét princetoni egyetemi szobája falán függő egyik kép is őrzi?

2005 A Fizika Éve

Egy anekdota szerint egy film Los Angeles-i bemutatójára összegyűlt tömeg láttán egy híres színész a következő szavakkal fordult *Einsteinhez:*

„Engem azért éljeneznek, mert mindenki megért. Önt azért, mert senki sem érti meg.”

Ki volt ez a híres színész? Milyen kapcsolatban volt Einsteinnel?

2007 Tisza László

Milyen munkát vállalt *Tisza László* Budapesten 1929-ben, hogy tanulmányait finanszírozni tudja? Melyik híres, a budapesti egyetemen még ma is rendszeresen megtartott tudományos rendezvénysorozat első előadója volt ebben az évben Tisza László? Ki a rendezvénysorozat névadója, milyen módon kötődik a szegedi tudományegyetemhez?

2019 Telkes Mária

Telkes Mária a doveri napház fűtési rendszerének tervezésekor glaubersót alkalmazott. Milyen tulajdonságú ez az anyag és mi volt a szerepe a fűtési rendszerben?

Telkes Mária a tengervizet sótalanító készülékek egész sorát fejlesztette ki, amelyek a napenergiát hasznáták föl. Az egyik kísérletbe barátnőjét, *Andrássy Stella* grófnőt is bevonta, aki erről így számolt be:

„1954 tavaszának egy kellemes pénteki napján felvettem a telefont és a következőket hallottam: »Kérlek. segíts egy fekete törülközőt találni!« – »Természetesen – válaszoltam –, de miért feketét?« – »Csak támadt egy hirtelen ötletem« – válaszolta Telkes Mária.”

Mi volt a szerepe a kísérletben a fekete törülközőnek és hogyan kapcsolódik ez a kísérlet a háborúban szolgáló amerikai pilóták kötelező felszereléséhez?

Példák a kísérleti feladatokra

Öveges I/1

Múzeumokban gyakran találkozunk olyan festménnyel, amelyen az ábrázolt alakok egy részlete (például egy ló feje, egy személy szeme) „követi” a szemlélődő látogató mozgását. Készítsünk például tojástartóból „követő” szemet. Mi a magyarázata e művészi bravúrnak?

Öveges I/3

A távirányítók, ajtónyitók hatótávolsága – többek között – függ a közegtől. Végezzünk méréseket ezen megállapítás igazolására, használjuk a fejünket is!

Neumann III/2

Ki van a képen? Milyen eljárással készült? Ki, mikor alkalmazta ezt az eljárást először?

Telegdi I/2

„A 2022 januári tongai vulkánkitörés okozta extrém hullámzás súlyos olajszennyezést idézett elő Peru partjainál. A helyiek összefogtak az olajszennyezés okozta károk csökkentése érdekében, és többek közt hatalmas hajvágási akcióba kezdtek…”

Tervezzük meg és végezzük el a fenti hírrel kapcsolatos modellkísérletet!

Keressünk olyan anyagokat, amellyel a víz felületén elterülő olajfoltot meg tudjuk szüntetni. Bátran vállalkozzunk, akár a kisállatok körében is! Milyen anyag volt a leghatékonyabb az olaj eltávolítására? Mi a tapasztaltak magyarázata?

Egy tanulói megoldás:

„Kísérleti eszközök: 2 üvegkád, ásványolaj, ételfestékkel színezett víz, bárányszőr, madártoll, sertéssörte ecset, pamut felmosó, 2 csipesz.

2 üvegkádba vizet öntöttünk, ételfestékkel megszíneztük a vizet és ásványolajat öntöttünk a tetejére. Bárányszőrt, madártollat, sertéssörte ecsetet és pamut felmosófejet mártottunk a vízbe. Magukba szívták az olajat. A sertéssörte ecset és a pamut felmosófej felülete jóval nagyobb volt, ezért teljesen megszüntette a víz felületén elterülő olajfoltot 1 óra múlva. A szőr, a haj, a madártoll sok keratinszálból áll. A keratin fehérjékből épül fel. Az emlősök haja, a szőr és a gyapjú alfa-keratinból áll, rostos és spirális szerkezetűek. A madártoll béta-keratinból, párhuzamos polipeptid láncokból állnak.

Videofelvétel: https://www.youtube.com/watch?v=n0YDx-_Zp3Q

Telkes III/2

Egy tál belső felületét béleld ki alufóliával. A homorú felület közepére rögzíts egy szöget vagy fogpiszkálót, amelyek hegyére helyezz pehelycukrot, vagy csokoládét. Átlátszó fóliával fedd be a tál tetejét és tedd napsütötte helyre, vagy borús idő esetén világítsd meg infralámpával. Mit tapasztalunk és mi a látottak magyarázata?

Telkes II/2

Két különböző anyagi minőségű fém (például horganyzott csavar, rézdrót) segítségével állíts elő energiaforrást (elemet), amely egy fénykibocsátó diódát (LED-et) képes működtetni. Használj fel minél többféle, a háztartásban előforduló anyagot (például különböző gyümölcsöket, ecetet stb.) a kísérlethez. Hasonlítsd össze az így előállított elemek „erejét”! Mi a közös a kísérletekben? Mi a magyarázat? Milyen színű LED-et a legcélszerűbb választani a kísérlet sikeressége érdekében?

A Fény Éve I/1

Tegyél egy időutazást! 1670-et írunk. Képzeld magad *Isaac Newton* helyébe. Írd le röviden, mi kerülne a naplódba kísérleteidről, hogyan vizsgáltad a színbontás, a fénydiszperzió jelenségét? A fehér fény színképében mely színeket jelölted meg alapszínként?

Egy tanulói megoldás:

„A fehér fénynyalábbal végzett fénytörési kísérleteim közben már észrevettem, hogy a prizmából kilépő fénynyaláb színes. Amikor a prizmára esett a Nap fénye, az útjába fehér lapot helyeztem, és azt tapasztaltam, hogy szivárványszínű színkép jelenik meg a lapon. A kisebb eltérítésű vörös végtől számítva a színkép főbb színei: vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya. Megállapíthatom, hogy a »fehér fény« összetett, a színkép színeinek keveréke. A prizma a különböző színeket különböző mértékben téríti el, így a fehér fényt színeire bontja. Ez a színszóródás vagy diszperzió jelensége. A jelenség magyarázata, hogy a különböző anyagok törésmutatója függ a fény színétől. Vörös színre a legkisebb, ibolyára a legnagyobb. Ha a kísérletben a papíron a vörös szín helyére nyílást vágok, a papír után vörös nyalábot kapok. Ezt tovább bontani nem tudom. A többi színnel próbálkozva sem tapasztaltam mást. A színkép színei tovább nem bontható, homogén, monokromatikus színek. A spektrum színei fehér fénnyé egyesíthetők, a prizma után egy másik fordított helyzetű prizmával kimutatható.”

Vermes I/1

Készíts kocka alakú szappanbuborékot! Milyen alakú, anyagú, méretű kerettel, milyen oldatösszetétel esetén sikerül a legtartósabb buborékot előállítani? Mi a sikeres kísérlet magyarázata?

Tanulságok

Versenyünk nem „hivatalos” tanulmányi verseny, mégis szívesen vesznek részt rajta a tanulók. Kezdetben Szeged és környéke volt a fő tanulói „forrás”, azután terjeszkedtünk az országban, sőt határon túlra is. Csak felvillantva a visszatérő versenyzők iskoláinak helyszínei: Üllés, Csongrád, Hódmezővásárhely, Kiszombor, Mórahalom, Kistelek, Szentes, Budapest, Fót, Dunaújváros, Mezőberény, Nagyvárad, Hajdúböszörmény, Tab, Pécs, Veresegyház, Gyömrő, Kiskunfélegyháza, Szolnok, Újpest, Debrecen, Fadd, Szekszárd, ….

Versenyzőink életpályáját követve elmondható, hogy sokan közülük természettudományos pályát választottak. Van közöttük PhD-vel rendelkező kutató, sikeres szoftverfejlesztő, többen a hazai és külföldi felsőoktatásban dolgoznak. Büszkék vagyunk rájuk!

Ez a technikai és terjedelmi korlátok közé szorított „bepillantás” nem adja vissza a szerzők (feladatkitűzők, megoldásokat értékelők, szervezők, szponzorfelderítők, …) 2000 óta felgyülemlett élményét. Hatalmas anyag gyűlt össze, amelynek statisztikai feldolgozása, igényes elemzése a jövő feladata lehet. Köszönjük Marx Professzor Úr tanácsát, a versenyt folytatni fogjuk!

Irodalom

http://titan.physx.u-szeged.hu/modszertan/jatsszunk_fizikat.html

Horváth Ágnes: *A „Játsszunk Fizikát!” kísérletes diákverseny elemzése.* Fizika BSc szakdolgozat (2009) http://titan.physx.u-szeged.hu/modszertan/oktatas/szakdolgozatok/09Szkd_FizBSc_HorvathAgnes.pdf

Nagy Anett, Papp Katalin: Játsszunk fizikát! – Simonyi Károly Emlékverseny. *A fizika tanítása 11/1* (2003) Mozaik Kiadó, 8–13.

Papp Katalin, Nagy Anett: Simonyi Károlyra emlékeztünk Szegeden. *Természet Világa 133/11* (2002) 175.

Papp Katalin, Nagy Anett: Kísérletes verseny fizikából: Játsszunk fizikát – Jedlik nyomában. *A fizika tanítása 8/4* (2000) 11–13.

HARMINC ÉVES A BOLYAI KOLLÉGIUM

Kondor Imre
a Bolyai Kollégium alapító igazgatója

A Bolyai Kollégiumot 1992-ben azzal a küldetéssel hozták létre, hogy az ELTE TTK legkiválóbb hallgatóinak az *egyetemi képzésen túl speciális kollégiumi oktatási, kutatási, kulturális és önképző programok révén magasabb szakmai és általános műveltséget adjon;* honosítsa meg a magyar természettudományos képzésben a személyes tanár–diák kapcsolaton alapuló, *tutor-rendszerű oktatást,* ennek révén *támogassa hallgatói hazai és külföldi szakmai kapcsolatainak kialakítását;* törekedjék a különböző természettudományok közötti, sőt a természettudományokon túli *interdiszciplináris kapcsolatok kiépítésére;* támogassa hallgatói *idegennyelvi és kommunikációs készségeinek* fejlesztését; *neves külföldi előadók meghívásával* járuljon hozzá a Karon folyó oktatás és továbbképzés színvonalának emeléséhez, spektrumának szélesítéséhez; s mindezek révén a magyar természettudományos képzésben olyan szerepet töltsön be, mint fénykorában az Eötvös Kollégium, vagy külföldön a Eötvös számára modellt nyújtó École Normale Supérieure, valamint a cambridge-i és oxfordi kollégiumok.

Az alakulás periódusában, már megválasztott igazgatóként találkoztam a Kollégium Baráti Körének tagjaival, akik javaslatokat tettek a Kollégium működésével kapcsolatban. Az Eötvös Kollégium egykori diákjai között kialakult kapcsolati hálóra utalva az egyik idős kolléga azt javasolta: „Szervezz egy jó értelemben vett összeesküvést!” Semmiféle összeesküvés szervezésére nem éreztem indíttatást, azóta pedig láthatjuk, milyen messzemenő következményei lehetnek egy szakkollégiumi összeesküvésnek.

Ez a cikk a Bolyai Kollégium alapításának 30. évfordulóján elhangzott beszéd erősen lerövidített változata.

Kondor Imre nyugalmazott egyetemi tanár a kondenzált Bose-rendszer, majd a kritikus jelenségek, később a rendezetlen rendszerek elméletével foglalkozott, ahol *C. De Dominicis*-szel közösen igazolta a spinüvegek Parisi-féle átlagtér-megoldásának stabilitását, és elindította a spinüvegek térelméletének felállítását. A 90-es évek végén csatlakozott az ökonofizika-irányzathoz. A statisztikus fizika módszereit alkalmazva bonyolult optimalizációs problémákat és a pénzügyi szabályozással összefüggő kérdéseket vizsgál.

A kollégium alapításakor még mindenki tele volt illúziókkal az ország gyors felzárkózását illetően, így került be a híres nyugati kollégiumokra való hivatkozás a kitűzött célok közé. Én alapító igazgatóként nem gondoltam, hogy többszáz éves, jelentős autonómiával és óriási vagyonnal bíró intézményeket egy-két év alatt utol lehet érni, ehelyett egy lényegében defenzív programot képzeltem el: enyhíteni a tömegoktatás bevezetésével együtt járó színvonalesést és védelmező, támogató környezetet biztosítani azok számára, akik képesek és akarnak is tanulni. Megteremteni azt a magot, amely – remény szerint – növekedve elfogadható, élhető környezetet teremt a hallgatók és a fiatal kutatók számára, hogy ne kelljen mindenkinek emigrálnia.

Másrészt világosan láttam a Kollégium küldetésének aktív oldalát is, hiszen a kortárs csoport ethosza, versengése és együttműködése szükséges eleme a kultúra és tudomány virágzásának. Nemcsak az számít, kik tanítják az embert, hanem az is, hogy kikkel tanul. A legnagyobb elismerés, amit a Bolyairól az egyik hallgatótól kaptam: „Az egyetemen a legfontosabb órákat a Bolyai konyhájában hallgattam.”

A magyarországi közvélemény meglepően fogékony volt az elitista képzés gondolatára. A szocializmus évtizedeit a kényszerített egyenlőség korszakának éltük meg, noha a korosztálynak csupán 8%-a került be a felsőoktatásba, egyetemekre ennek is csak a fele, vagyis a rendszer nemhogy nem volt egalitáriánus, éppen ellenkezőleg, kifejezetten antidemokratikus volt. A rendszerváltást követően kiszélesedett felsőoktatás viszont erős lefelé nivellálást hozott magával.

A Bolyai Kollégium mint elitképző műhely „népfrontos” támogatást kapott, a FEFA Világbanki támogatástól az OMFB-n és különböző bankokon át a Soros Alapítványig. Ez a támogatás megnyilvánult a csütörtöki előadásokra meghívott hírességek szinte kivétel nélküli pozitív válaszában is.

A nyugati demokráciákban korántsem ilyen egyértelmű az elitképzés megítélése. A Heidelbergi Egyetem rektorhelyettese 1995-ben látogatást tett a Kollégiumban. Miután megismerkedett az intézmény céljával, megjegyezte: engem egy ilyen megszervezéséért elbocsátanának.

Az alapításkor az Egyetem a Kollégiumot széleskörű autonómiával ruházta fel, és önállóan gazdálkodó szervezeti egységként közvetlenül a rektor alá sorolta be. *Vékás Lajos* rektor és *Kiss Ádám* dékán messze-

menően támogatta a Kollégiumot. Ez a támogatás a későbbi egyetemi vezetés részéről jelentősen csökkent, a finanszírozás és szabályozás egységesítése pedig erősen megnyirbálta a Kollégium autonómiáját. Minden egységesítés redukálja a komplexitást, így kényelmes a bürokrácia és az önkény számára. A Kollégium elköltöztetése az Amerikai útról és szervezeti besorolása az ELTE más kollégiumai közé véglegessé tette az autonómia visszametszését.

A Kollégium számára eredetileg kijelölt Amerikai úti ingatlan korábban az MSZMP oktatási épületeként szolgált. Mire az ELTE hozzájutott, rémes állapotba került, gépészetileg is alaposan fel kellett újítani. A felújítás 1994 elejéig tartott és a megszokott egyetemi kollégiumokhoz képest nagyon jó színvonalú épületet eredményezett.

Ötven, részben kétágyas, doktoranduszoknak egyágyas szobát alakítottunk ki, a vendégprofesszorok számára pedig három kétszobás, fürdőszobás, nívósan berendezett apartmant.

A Kollégiumot az átlagot messze meghaladó színvonalon rendeztük be. A hallgatók megfelelő körülményeinek a biztosításán túl a Kollégiumnak egy kis konferenciaközpont szerepét szántam. Az Alapszabályban leírtak szerint rövid konferenciákat, kiemelkedő külföldi eladókkal intenzív kurzusokat, nemzetközi doktori iskolákat, workshopokat szerveztünk, amelyek felértékelték a Kollégiumot és önálló bevételt hoztak. A vendégapartmanokban a külföldi előadóinkat helyeztük el, de értékesítettük őket az ELTE vendégeinek körében is.

Az alapítói elképzelésekben szereplő tutori foglalkozásokat kiscsoportos szakmai szemináriumok formájában tudtuk megvalósítani. Ezek vezetésére eredményes, széleskörű kapcsolatokkal és külföldi tapasztalatokkal rendelkező kutatókat kértünk fel. A kollégiumi foglalkozások lényeges eleme lett a csütörtöki interdiszciplináris előadások sorozata. Igazgatóságom hat éve alatt ezek előadói közül 40 az ELTE-ről, 66 (köztük 18 külföldi) külső intézményekből érkezett. A Kollégiumban időnként vitaesteket szerveztünk, ezeken 16 további előadó lépett fel, a szakterületi szemináriumok körülbelül ugyanennyi külsőst hívtak meg. Neves külföldi kutatók meghívásával (tipikusan egyhetes) intenzív kurzusokat rendeztünk, az első hat év során összesen 18-at. Az előadók a Kollégiumban laktak, a hallgatók az előadásokon kívül is el tudták őket érni.

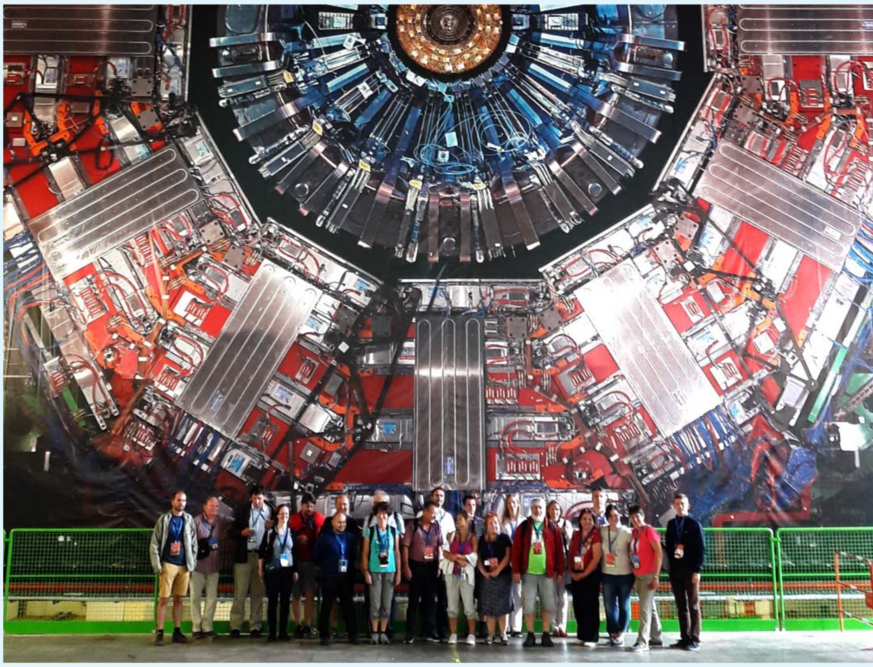
Hat év alatt 13 nemzetközi konferenciát-workshopot rendeztünk, összesen 600 résztvevővel, és hat magyar konferenciát összesen 350 résztvevővel.

A kollégium hallgatói számára intenzív nyelvtanfolyamokat, vitakészséget fejlesztő, illetve esszéíró tanfolyamokat szerveztünk. Kisebb csoportokat kiemelkedő külföldi intézetekbe vittünk látogatásra, és támogattuk a hallgatók konferenciaszerepléseit.

Ezek a programok a szükséges források elapadásával jórészt elhaltak, de a hallgatók magas szakmai színvonala máig fennmaradt. A Kollégium egykori hallgatói közül mára sokan egyetemi tanárok, vezető kutatók lettek itthon vagy külföldön, a jelenlegi igazgató is egykori bolyais hallgató.

Idős nyugdíjasként nem lehet a feladatom, hogy programot adjak a Kollégium számára, azonban talán megengedhető, ha rámutatok arra a hatalmas társadalmi felelősségre, amely a rohamosan kibontakozó környezeti katasztrófa és a vele járó gazdasági és társadalmi válság, háborúk, lakhatatlanná váló területek, tömeges migráció, járványok, űrfegyverkezés, biológiai- és mesterségesintelligencia-kutatás és számtalan további fejlemény következtében a kutató közösségre hárul. Ezen kihívásoknak lehetetlen megfelelni a szaktudományok hagyományos keretei között, szoros együttműködésre van szükség filozófusokkal, történészekkel, antropológusokkal, jogászokkal, közgazdászokkal, bölcsészekkel, kommunikációs szakemberekkel, politológusokkal. A technológia és a számítástudomány előrehaladása által felvetett millió súlyos morális és etikai kérdés indokolja, hogy az Egyesült Királyságban például Oxford, St. Andrews és Stirling a számítástudomány-kurzusokat filozófiával kombinálva kínálják. A Bolyai interdiszciplináris küldetése alapján természetes kezdeményezője lehetne egy ilyen nyitásnak Magyarországon.

MAGYAR FIZIKATANÁROK TOVÁBBKÉPZÉSE A CERN-BEN: 2023. augusztus 19–26.



Napjainkban sajnálatos módon csökken a fiatalság érdeklődése a természettudományok iránt. Elkeserítő a hazai tanárképzés helyzete: a rendszerváltás óta eltelt évtizedek alatt változatlanul folytatódik a természettudományos tanári pályát választó egyetemisták számának és minőségének csökkenése. Ez világjelenség, de a fejlett országokban, és erre Németország a legjobb példa, agresszív ismeretterjesztő politikával sikerült megállítani, illetve bizonyos mértékig vissza is fordítani ezt a rendkívül aggasztó folyamatot. A kérdés megközelíthető három oldalról: a nagyközönség, a diákok és a tanárok felől. Képzésünk a harmadik lehetőséget célozza meg, a tanárok motivációjának erősítésével, és rajtuk keresztül a diákok érdeklődésének felkeltésével a modern természettudományok iránt.

A CERN, a részecskefizikai világlaboratórium, a világ legnagyobb kutatóintézete, szinte alapítása (1954) óta foglalkozik szervezett oktatással. A kísérletekben résztvevő több ezer doktoranduszon és diplomamunkáson kívül a CERN minden évben vendégül lát 150 egyetemi hallgatót nyári diákként és százával foglalkoztat mérnökhallgatókat. Nyaranta vendégül lát ezen kívül mintegy száz fizikatanárt a CERN tagországokból kéthetes, angol nyelvű, részecskefizikai képzésekre. 17 évvel ezelőtt azonban felismerték, ahhoz, hogy igazán eljussunk fizikatanárok tömegeihez, anyanyelvi oktatásra van szükség. A CERN első ilyen egyhetes, anyanyelvi oktatását az Eötvös Loránd Fizikai Társulat részéről *Sükösd Csaba* (BME és ELFT) és *Jarosievitz Beáta* (GDF) szervezte meg 2006-ban. A kinti foglalkozások előkészítésére és lebonyolítására a CERN igazgatósága *Horváth Dezsőt* kérte fel, a helyi logisztikát és a látogatásokat *Mick Storr* (CERN) intézte, és jelentős segítséget kaptunk a kint dolgozó magyar kollégáktól. Tíz éven át évente 30-40 fizikatanár bérelt autóbusszal történő kiutazását és teljes kinti ellátását sikerült biztosítani. A hazai támogatás csökkenése miatt ez 2016-ban módosult: azóta **20 aktív (elsősorban középiskolás) fizikatanárt tudunk repülővel kiküldeni és kinti szállásköltségét fedezni,** az összes többi kinti költséget (élelmezés, helyi közlekedés, kirándulás) a résztvevők maguk fedezik. A **CERN gondoskodik a kísérletek látogatásának megszervezéséről és termet biztosít** az előadásokhoz. A tanárok gyakorlatképpen sokszálas gáztöltésű detektort építenek: ehhez a Wigner Fizikai Kutatóközpont Innovatív Detektorfejlesztő Kutatócsoportja és a CERN CMS együttműködése nyújt segítséget. **A program igen feszített: a szombati kiutazást csapatépítés céljából vasárnap kirándulás követi a Mont Blanc-ra, a foglalkozások hétfőtől péntekig, reggeltől késő estig tartanak.**

Programjainkon eddig több száz magyar fizikatanár vett részt, nemcsak Magyarországról, hanem Romániából, Szlovákiából és Ukrajnából is. Csaknem minden fizikatanár, aki részt vett a CERN-i tanfolyamon, a helyismeretet megszerezve, diákcsoportokat vitt ki később a CERN-be – volt olyan tanárkolléga, aki évente többet is. A kurzus egyik előadása éppen az, hogyan kell ilyen csoportos diáklátogatást előkészíteni és lebonyolítani. Az összes eddigi képzés teljes programja, az előadások anyagával együtt, megtalálható a **https://teacher-programmes.web.cern.ch/hungarian-teacher-programme** lapon. Az augusztusi program tanulságait a beszámolók alapján utótalálkozókon elemezzük, a legutóbbi ilyen utótalálkozónk programja a **https://indico.cern.ch/event/1214084** lapon látható.

A 2023. augusztus 19–26. között tervezett programunkra **február 28-ig** olyan, aktív (elsősorban középiskolás) fizikatanárok jelentkezését várjuk rövid motivációs levélben, akik még nem vettek részt ilyen oktatásban, a foglalkoztató iskola megjelölésével a következő címeken (mindkét szervezőnek kérjük elküldeni):

Horváth Dezső <**horvath.dezso@wigner.hu**> és *Oláh Éva* <**olah.eva@wigner.hu**>